

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

**Université de Constantine
Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département de l'Electronique**

N°d'ordre :
Série :

MEMOIRE

Présenté pour l'Obtention du Diplôme de Magistère en Electronique

Option

Composants et Microsystèmes

Par Melle **BENACHOUR Leila**

THÈME

**Modélisation des Structures Planaires de Formes Régulières
Implantées sur Substrat d'une Anisotropie Tensorielle**

Soutenu devant le jury composé de :

<u>Président de jury</u> :	Mme	F.HOBAR	Prof	à l'Université de Constantine
<u>Rapporteur</u> :	Mme	F.BENABDELAZIZ	Prof	à l'Université de Constantine
<u>Examineurs</u> :	Mr	A. TELIA	Prof	à l'Université de Constantine
	Mme	T.BOUCHEMATE	Prof	à l'Université de Constantine

Session: 2008

SOMMAIRE

REMERCEMENTS

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE 01

CHAPITRE I

GENERALITE SUR LES STRUCTURES PLANAIRE

I.1. INTRODUCTION	05
I.2. STRUCTURES PLANAIRE	05
I.3. REALISATION DES STRUCTURES PLANAIRE	06
I.4. DIFFERENTES STRUCTURES PLANAIRE	07
I.4.1. Les lignes de transmissions planaires	07
I.4.1.1. Définition	07
I.4.1.2. Technologies	08
I.4.1.3. Avantages et inconvénients	08
I.4.1.4. Structures des lignes de transmissions planaires	09
I.4.1.5. Propriété et comparaison entre les lignes planaires	13
I.4.2. Les résonateurs microbandes	15
I.4.2.1. Définition	15
I.4.2.2. Structure technologique	15
I.4.2.3. Avantage et limitations	16
I.4.2.4. Caractéristiques et propriétés des résonateurs microbandes	17
I.4.2.5. Technique d'alimentation	22
I.5. CONCLUSION	24

CHAPITRE II

MODELISATION D'UNE LIGNE DE TRANSMISSION PLANAIRE

II.1. INTRODUCTION	26
II.2. TECHNIQUES NUMERIQUES DE RESOLUTION	26
II.2.1. Méthodes numériques pour les lignes planaires	26
II.2.2. La méthode dynamique complète	27
a. Méthode de la résonance transverse	27
b. Méthode d'approche dans le domaine spectral en mode hybride (SDA)	28
II.3. MODELISATION DE LA LIGNE MICRORUBAN IMPLANTEE SUR SUBSTRAT ISOTROPE	29
II.3.1. Mise en équation du problème	29
II.3.1.1. Présentation de la structure étudiée	29
II.3.1.2. Expressions des champs électromagnétiques dans le domaine spectral	30
II.3.1.3. Méthode de Galerkin	35
II.4. MODELISATION D'UNE LIGNE DE TRANSMISSION PLANAIRE IMPLANTEE SUR LA FERRITE	38
II.4.1. Généralités	38
II.4.2. Corrélation entre les propriétés intrinsèques des ferrites et les performances des dispositifs hyperfréquences	38
II.4.3. Propriétés des Matériaux Ferrites	39

a. Constante diélectrique	40
b. Perméabilités magnétiques	40
c. Propriétés magnétiques	41
II.4.5. Mise en équation de problème	43
II.5. CONCLUSION	48

CHAPITRE III

MODELISATION D'UN RESONATEUR PLANAIRE

III.1. INTRODUCTION	50
III.2. METHODES NUMERIQUES POUR L'ANALYSE DES RESONATEURS PLANAIRE	50
III.2.1. Méthodes Analytiques	50
a. Le modèle de la ligne de transmission	50
b. Le modèle de la cavité simple	51
III.2. 2. Les Méthodes Rigoureuses	52
a. Méthode des moments	52
b. Méthode d'analyse spectrale	53
III.3. MODELISATION D'UN RESONATEUR IMPLANTE SUR SUBSTRATS DIELECTRIQUES (Cas : isotrope et uniaxialement anisotrope)	54
III.3.1. MISE EN EQUATION DU PROBLEME	55
III.3.1.1. Présentation de la structure étudiée	55
III.3.1.2. Détermination des composantes longitudinales selon les modes TM et TE	55
III.3.1.3. Présentation du champ électrique en fonction de courant	58
III.3.1.4. Détermination du tenseur spectral de Green	62
III.3.1.5. Détermination du tenseur spectral de Green pour un substrat uniaxialement Anisotrope	65
III.3.1.6. Equation Intégrale du Champ Electrique	66
III.3.1.7. Résolution de l'équation intégrale par la procédure de Galerkin	67
III.4. CONCLUSION	69

CHAPITRE IV

DISCUSSION DES RESULTATS

IV.1.INTRODUCTION	71
IV.2. CHOIX DES FONCTIONS DE BASE	71
IV.3. RESULTATS NUMERIQUES	72
IV.3.1. Une Ligne Microbande Implantée sur Substrat Isotrope	72
IV.3.1.1. Détermination de la constante de propagation	72
IV.3.1.2. Détermination de la constante diélectrique effective	73
IV.3.2. Ligne Microbande Implantée sur Ferrite	75
IV.3.2.1. Détermination de la constante de propagation et de la perméabilité effective	75
IV.3.3. Résonateur Microbande Implantée sur Substrats Diélectriques	79
IV.3.3.1. Indications sur les modes $[TM_{10}, TM_{01}]$	79
IV.3.3.2. Fonction de base sinusoïdale sans conditions de bord	79
IV.3.3.3. Etude de la fréquence de résonance pour un patch imprimé sur un substrat isotrope	80
IV.3.3.4. Etude de la fréquence de résonance pour un patch imprimé sur un substrat anisotrope	83
IV.4. CONCLUSION	89
CONCLUSION GENERALE	90
ANNEXES	
BIBLIOGRAPHIES	

INTRODUCTION

GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Le développement des systèmes électroniques (informatiques, multimédias, ...) a engendré ces dernières années, pour des raisons d'encombrement et de coût, une course à la miniaturisation qui s'est traduite notamment par de très grands progrès dans la taille des structures. Les systèmes des télécommunications n'échappent pas à ce phénomène. Cela a donné naissance à ce que l'on appelle la technologie MMIC (Circuit Intégré Monolithique Micro-ondes). En particulier, en raison de l'essor de la téléphonie mobile, les composants passifs micro-ondes (les circulateurs ou les isolateurs), font aussi l'objet de recherches visant leur intégration. Ces composants permettent notamment de différencier et de sélectionner les ondes reçues et émises par les systèmes de télécommunications.

Pour répondre aux besoins actuels de développement des applications « grand public » et scientifiques du domaine des télécommunications, les concepteurs en hyperfréquences (ondes centimétriques et millimétriques) sont amenés à :

- ✓ élaborer des dispositifs fonctionnant à des fréquences élevées,
- ✓ à faire des efforts vers la miniaturisation des dispositifs,
- ✓ à mettre en oeuvre des technologies « faible coût », en vue d'applications commerciales.

Outre l'aspect faible poids, volume et épaisseur, les structures planaires offrent une multitude d'avantages par rapport aux structures classiques tels que : le faible coût, la simplicité de fabrication et la possibilité de l'intégration d'éléments discrets...etc. Cependant, ce type d'élément présente des limites, notamment la bande passante étroite, le faible gain et l'excitation possible d'onde de surface.

Il a été montré que le paramètre le plus sensible lors de l'estimation des performances, des structures planaires, est la constante diélectrique du substrat. Néanmoins beaucoup de substrats pratiques utilisés dans des structures microbandes exhibent un taux significatif d'anisotropie, spécialement l'anisotropie uniaxiale.

L'objectif visé à travers ce travail, consiste à étudier le comportement électromagnétique des dispositifs micro-ondes tels que les résonateurs planaires et les lignes de transmission microrubans. Ces structures sont modélisées en premier lieu selon une couche de diélectrique isotrope, ensuite nous utilisons un substrat anisotrope, pour tester l'effet de l'anisotropie d'une ferrite sur une ligne microstrip.

Nous allons appliquer la méthode d'approche dans le domaine spectral (M.A.D.S) pour l'analyse et la modélisation d'une ligne et d'un résonateur microbande en mode hybride. Cette

technique fait usage de la transformée de Fourier qui permet de ramener les équations complexes rencontrés dans le domaine spatial à des formes simples et plus maniables dans le domaine spectral.

La résolution des systèmes d'équations linéaires nous permet d'établir la distribution du courant sur le conducteur (patch), à partir de cette distribution du courant, nous allons calculer la constante de propagation, la fréquence de résonance ainsi que la bande passante.

Ce mémoire se devise en quatre parties :

LE PREMIER CHAPITRE : Est consacré aux généralités des structures planaires du point de vue caractéristiques où l'on reprend la définition de façon générale tout en soulignant leurs domaines d'application, les avantages et les inconvénients des différentes structures.

LE DEUXIÈME CHAPITRE : Dans ce chapitre, nous citons les différentes méthodes d'analyse. Un rappel des équations électromagnétiques, et également une présentation de la technique de l'équation intégrale appliquée a une ligne planaire dont le substrat est isotrope d'une part et d'autre part une deuxième modélisée avec un matériau magnétique, caractérisé par un tenseur de perméabilité. Les outils mathématiques inclus, pour une résolution numérique efficace selon la méthode spectrale, ont été précisément choisis. Ce chapitre consiste en un développement détaillé des expressions littérales du tenseur spectral de Green et son application pour déterminer la constante de propagation.

LE TROISIÈME CHAPITRE : Concerne une étude d'un résonateur microbande, tout en citant les différentes méthodes d'analyse. Nous présentons dans ce chapitre la formulation mathématique du problème pour un résonateur simple avec substrat isotrope et les détails concernant le calcul des fonctions tensorielles hybrides de Green. Ensuite nous déduisons aussi le tenseur de Green pour une structure uniaxialement anisotrope.

LE QUATRIÈME CHAPITRE : Dans le dernier chapitre nous avons exposé les problèmes rencontrés dans la simulation et les solutions proposées à savoir le choix des fonctions de base. Nos résultats concernant l'étude et la comparaison pour une ligne microruban rectangulaire implantée sur différents substrats ainsi que les résultats d'un résonateur microstripe. Nous avons étudié la constante de propagation, la fréquence de résonance et les effets de certains paramètres tels que l'épaisseur du substrat et sa constant diélectrique.

CONCLUSION GENERALE Finalement nous donnons une conclusion générale dans laquelle les résultats essentiels de notre travail seront résumés et on discutera les avantages et les inconvénients entre les deux types des structures planaires que nous avons étudiées.

Chapitre I

GENERALITE SUR LES STRUCTURES PLANAIRES

I. 1. Introduction

I. 2. Structures planaires

I. 3. Réalisation des structures planaires

I. 4. Différentes structures planaires

I. 5. Conclusion

I. 1. INTRODUCTION

Le domaine des micro-ondes et des hyperfréquences qui sont basées sur les structures planaires, a connu depuis ces dernières années une forte demande et de très grands progrès technologiques. Le domaine d'application touche aujourd'hui différents domaines allant des applications professionnelles de haute précision comme les systèmes de navigation de télécommunications terrestres et spatiale, la télédétection, les radars (civils et militaires) et la radiométrie, communication hyperfréquence à des applications grand public comme la télévision, le téléphone mobile, la radiodiffusion, les systèmes d'alarmes et de sécurité [1].

Dans ce chapitre, nous définissons en premier lieu les structures planaires et leur intégration dans les circuits électroniques. Nous présentons les intérêts et motivations d'utiliser ces différentes structures planaires dans les applications micro-onde tel que les lignes de transmissions et les résonateurs microrubans. Les caractéristiques, les avantages ainsi que les inconvénients, présentés par ces structures sont également cités.

I. 2. STRUCTURES PLANAIRES

Les structures planaires sont très bien adaptées pour la production à bas coût et en grand volume de dispositifs intégrant des fonctions passives et actives utilisant les procédés de fabrication de circuits imprimés classiques à des fréquences pouvant aller jusqu'aux bandes millimétriques et centimétriques.

La technique des circuits imprimés a révolutionné les domaines de l'électronique et plus récemment [1], celui des hyperfréquences, où elle se prête particulièrement bien à la réalisation des lignes et des résonateurs microbandes.

Ces évolutions se sont naturellement confrontées à différentes contraintes, à savoir :

- Contrainte de minimisation des circuits électroniques qui se traduit par la conception de circuits les plus compacts possibles avec les problèmes de compatibilité électromagnétique associés.
- Contrainte d'optimisation des bandes de fréquences utiles, en effet, pour éviter tout problème d'interférence, il est nécessaire de choisir et d'organiser les bandes de fréquences avec une précision maximale.
- Contrainte de minimisation des coûts de production. Certains produits sont destinés à une large diffusion ce qui impose l'utilisation des matériaux et de procédés de fabrication les moins coûteux possibles.

L'utilisation de technologies planaires est nécessaire pour concevoir des dispositifs toujours plus performants tout en répondant aux contraintes en terme de poids, d'encombrement, de consommation de puissance et de coût.

Il serait intéressant d'indiquer que les différentes structures de guidage utilisées dans les systèmes micro-ondes ou millimétriques sont les structures fermées (ces structures seront totalement isolées de l'extérieur par des parois métalliques) et les structures ouvertes (structure planaires) tel que les lignes de transmissions, les résonateurs planaires, guides d'ondes...

I. 3. REALISATION DES STRUCTURES PLANAIRES

L'intégration dans un circuit électronique des structures planaires s'est avérée très pratique, car il y a possibilité d'adjoindre sur leur surface des composants actifs ou passifs, donc admettent la possibilité de réglage [2].

Cependant l'intégration de composants passifs reste nécessaire pour la réalisation des systèmes de télécommunication. Dans ces conditions, la miniaturisation ou l'intégration de fonctionnalités qui ne peuvent pas être supportées par l'électronique classique, constitue un objectif majeur pour les générations futures de composants et systèmes [4]. En outre, il est à retenir que ces mêmes structures planaires comportent des interfaces Air/diélectrique qui modifient beaucoup les modes de propagation, généralement, ce sont des modes hybrides plus difficiles à étudier comparativement aux modes TE, TM ou TEM .

Le choix des valeurs d'une largeur de résonateur et les caractéristiques du substrat conditionne généralement le type d'application que l'ingénieur peut concevoir avec la technologie microruban (ceci n'est pas totalement vrai, mais suffisant à ce stade de compréhension).

Les circuits intégrés micro-ondes monolithiques CIMM et hybrides miniaturisés [3], pouvant être réalisés à grande échelle, tout en présentant une grande fiabilité, sont fortement désirés afin de réduire les coûts de production.

Il est bien connu que les circuits micro-onde (MIC) reposent sur l'utilisation de la technologie des circuits planaires formés partiellement ou en totalité, sur une surface plane de diélectrique, par une ou plusieurs dépositions et une opération de gravure. Le circuit en entier, peut être produit en grand nombre à faible coût par photolithographie. Les caractéristiques techniques des MIC sont leur petite taille, leur faible poids, et leur haute fiabilité. En technologie MMIC, les circuits passifs et actifs et leurs interconnexions sont réalisés en grands nombres sur le même substrat semi-conducteur. La comparaison entre les principales caractéristiques liées aux

approches des circuits MIC hybrides et monolithiques permet d'affirmer que les circuits MMIC coexisteront avec les circuits MIC hybrides à faible coût, car leurs caractéristiques respectives sont complémentaires. En particulier, du fait du faible coût des premières réalisations de circuit MIC hybride, de nouvelles configurations de design peuvent être d'abord validées en technologie hybride, puis transposées vers des circuits monolithiques plus coûteux à tailles plus réduites.

En technologie MIC, la structure des guides d'onde planaires est constituée d'éléments blocs selon le développement des divers composants fonctionnels ou sous-systèmes.

L'étude des structures de guide d'onde planaires fut un sujet de recherche important dans le domaine des circuits MIC. Ces dernières années, le développement explosif des applications commerciales micro-ondes et en ondes millimétriques pour le grand public, a considérablement accru les activités de recherche dans ce domaine d'une part pour explorer les diverses nouvelles configurations de circuits planaires et d'autre part pour caractériser précisément leur performances électriques.

I. 4. DIFFERENTES STRUCTURES PLANAIRES

I. 4. 1. Les lignes de transmissions planaires

I. 4. 1. 1. Définition

Les lignes de transmissions sont utilisées généralement dans la répartition de courant (aux basses fréquences) et dans les communications (aux hyperfréquences). Plusieurs genres de lignes de transmission tel que les paires torsadées et câbles coaxiaux qui sont utilisés dans les réseaux informatiques (l'Internet), mais sont aussi utilisées pour réaliser des filtres, des transformateurs d'impédances, des coupleurs, des lignes à retard [6]-[5].

Une ligne de transmission, est un ensemble d'un (en réalité deux si l'on considère la masse), d ou plusieurs conducteurs acheminant un signal électrique (souvent haute fréquence). Le milieu diélectrique qui sépare les conducteurs (air, céramique, téflon,..) joue un rôle important dans la vitesse de propagation du signal [7]-[8]. Les lignes de transmission les plus courantes sont les câbles coaxiaux (symétrie), les lignes bifilaires et les paires torsadées (asymétrie). Sur les circuits imprimés et les circuits intégrés, on trouve couramment des lignes micro-rubans et des lignes coplanaires.

I. 4. 1. 2. Technologies

Le choix d'une technologie (structure de guidage) et de son procédé de fabrication est lié à la fonction à réaliser et au niveau d'intégration désiré. Si le niveau d'intégration n'intervient que

très peu sur le choix du type de ligne de transmission (hors multicouches), il ne peut être dissocié du type de substrat et du procédé de fabrication [9].

Les MICs (Microwave Integrated Circuit) intégrant des lignes de transmission sur le substrat , les autres éléments (passifs, actifs) étant obligatoirement reportés; les HMICs (Hybrid MICs) sont des circuits intégrant les lignes de transmission, les résistances et inductances (hors spirales) et les MHMICs (Miniaturized HMICs) sont les circuits les plus complexes qui autorise l'intégration sur le substrat d'éléments de connexion (croisement par pont à air) et d'éléments passifs (comme l'inductance spirale et la capacité MIM (métal, isolant, métal)) et qui possèdent une réduction de la taille et de la masse des circuits, une meilleure fiabilité des connexions et un meilleur contrôle des longueurs de connexion donc meilleure reproductibilité, dédié à des applications "hautes gammes" (spatial, militaire...) [3].

Il est donc évident d'après ce qui précède que le substrat d'une part, et le procédé de fabrication (couche épaisse, couche mince...), d'autre part, sont liés à la complexité du circuit à réaliser. Dans le domaine hyperfréquences, le type de ligne de transmission utilisé pour la réalisation des circuits micro-onde (MIC) est la ligne microruban (microstrip).

I. 4. 1. 3. Avantages et inconvénients

Les lignes de transmissions possèdent certaines propriétés telles que [10] :

- Faible coût
- Faible poids, faibles dimensions et légèreté
- Compatibilité avec circuits intégrés
- Performances intéressantes
- Meilleure fiabilité et reproductibilité
- Les composants élémentaires peuvent être additionnées aux circuits ; sa structure ouverte la rend en effet, très commode pour l'utilisation des MICs.

L'inconvénient majeur qui retient l'attention est que les lignes microrubans sont considérées comme des lignes ouvertes qui rayonnent de l'énergie dans l'espace environnant. Mais l'intérêt particulier de cet inconvénient est qu'il a donné lieu à des recherches dont le résultat essentiel fut la caractérisation des structures microrubans qui serait une partie de l'objectif de notre travail [2]-[4].

I. 4. 1. 4. Structures des lignes de transmissions planaires [2 -[4]-[11]-[13]-[14]

Les principaux types de lignes sont :

1. **La ligne microbande ou microruban (microstrip)** comporte un substrat diélectrique métallisé sur sa face arrière (le plan de masse) et un circuit de métallisation sur la face avant.

2. **La ligne à fente (slot line)** où deux conducteurs formant la ligne de transmission sont déposés sur la même face du substrat diélectrique.

3. **La ligne coplanaire (coplanar waveguide)** est une extension de la ligne précédente, avec trois bandes métalliques et deux fentes.

4. **La ligne bande ou ligne triplaque (stripline)** est une des différents types de lignes microstrip et est assez volumineuse puisqu'elle fait intervenir un second plan de masse.

5. **La ligne à Ailettes (fin-line)**, prend la forme d'une ligne a fente avec un boîtier métallique enveloppant la structure guide d'onde.

Bien entendu, toutes ces lignes ont une configuration plane et leurs caractéristiques sont en fonction de leurs dimensions à savoir l'épaisseur du substrat, sa constante diélectrique et la largeur du ruban. Une étude détaillée sera représentée dans les paragraphes suivants.

1. Ligne microbande

Une ligne microruban est constituée d'une bande conductrice, séparée d'un plan de masse par une couche diélectrique, figure (I. 1) :

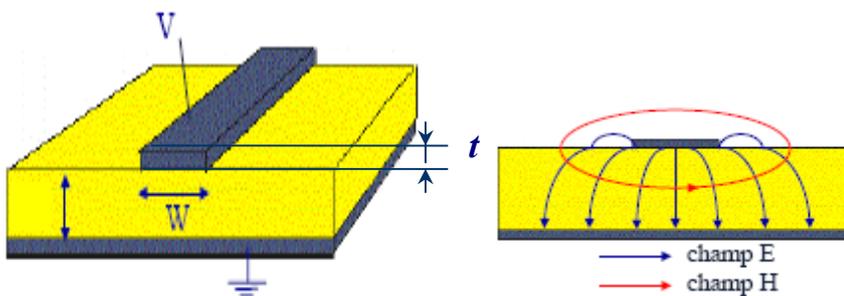


Figure I. 1- Ligne Micriruban (microstrip) et Distribution des champs E/M

Il est essentiel de connaître leurs paramètres caractéristiques:

- Pour le substrat, son épaisseur h et sa permittivité relative complexe $\epsilon_r^* = \epsilon_r - j\epsilon_i = \epsilon_r(1 - \tan \delta)$. La partie réelle ϵ_r est la constante diélectrique du matériau tandis que la partie imaginaire caractérise ses pertes.
- Pour la bande métallique, sa largeur W qui est en général de l'ordre de grandeur de h ($0.1 \leq W/h \leq 10$) et son épaisseur t .

La difficulté d'étude de la propagation dans une ligne microbande provient du fait qu'elle s'effectue à la fois dans le substrat et dans l'air (figure I. 1). Parce que les lignes de champ entre les deux couches conductrices ne passent pas uniquement dans le diélectrique mais aussi dans l'air. Pour des fréquences faibles, la propagation des champs est du type TEM (Transversal Electric & Magnetic). En d'autres termes les champs électrique et magnétique n'ont pas de composantes suivant la direction de propagation de l'onde. Le mode de propagation n'est pas uniquement TEM mais quasi-TEM (composante longitudinale non nulle). La ligne microbande réelle se modélise par une ligne fictive où la propagation s'effectuerait dans un milieu homogène, de constante diélectrique équivalente ϵ_{eff} .

A cause du mode de propagation non purement TEM, les caractéristiques de la ligne varient avec la fréquence (dispersion). Il existe plusieurs expressions qui mettent en évidence cette dépendance. On peut simplement retenir que la permittivité effective et l'impédance augmentent faiblement avec la fréquence.

2. La ligne à fente

La ligne à fente ou ligne à encoche ; proposée par *Cohn* en 1996, est une structure constituée d'un substrat diélectrique métallisé sur un côté seulement. La métallisation comporte une rainure de séparation étroite et gravée qui constitue la ligne (figure I. 2). La propagation du champ est complètement non-TEM et le mode fondamental est quasi-TE et non quasi-TEM. Une analyse quasi-statique n'est donc pas possible.

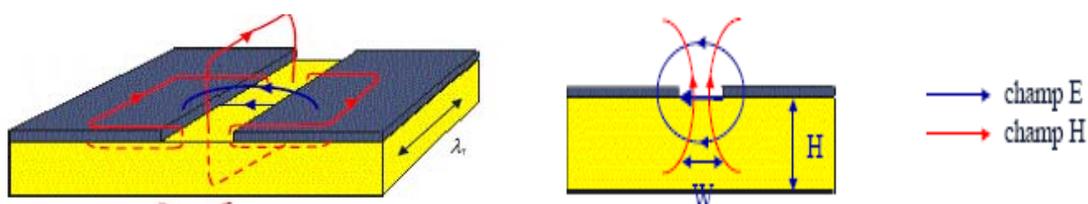


Figure I. 2- Ligne à fente (slot line) et Propagation des champs

- Le champ électrique est tangentiel à l'interface dans la fente
- Le champ magnétique a une composante z non négligeable

Les différentes études menées sur ces lignes n'ont pas donné de modèle très satisfaisant, ce qui est un handicap sérieux pour leur utilisation. En effet, les composantes longitudinales des champs sont plus importantes que dans le cas des micro-rubans. C'est un véritable guide d'onde

qui possède une fréquence de coupure par mode, et encore la ligne à fente est très dispersive et à haute impédance.

3. La ligne coplanaire

Une ligne coplanaire est constituée de bandes conductrices situées sur le même plan et la métallisation se trouve en effet sur un seul côté du substrat, figure I. 3. Chacun des deux plans qui se situent sur les côtés est à la masse et la bande centrale transport le signal. Deux configurations existent : le *guide d'onde coplanaire* (Coplanar Waveguide ou CPW) et la *bande coplanaire* (Coplanar Strip ou CPS).

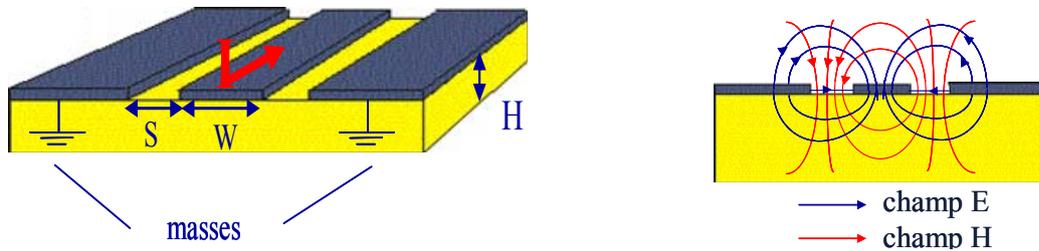


Figure I. 3- Ligne Coplanaire (Coplanar line) et Propagation des champs

- Le champ électrique est perpendiculaire au ruban
- Existence d'un effet de bord: les champs s'étendent de part et d'autre du ruban
- Les champs électrique et magnétique sont orthogonaux dans le plan transverse

Dans la pratique, le guide d'onde coplanaire présent plusieurs types de structures qui se différent les unes par rapport aux autres par l'épaisseur du substrat diélectrique et la largeur de bande conductrice, comme :

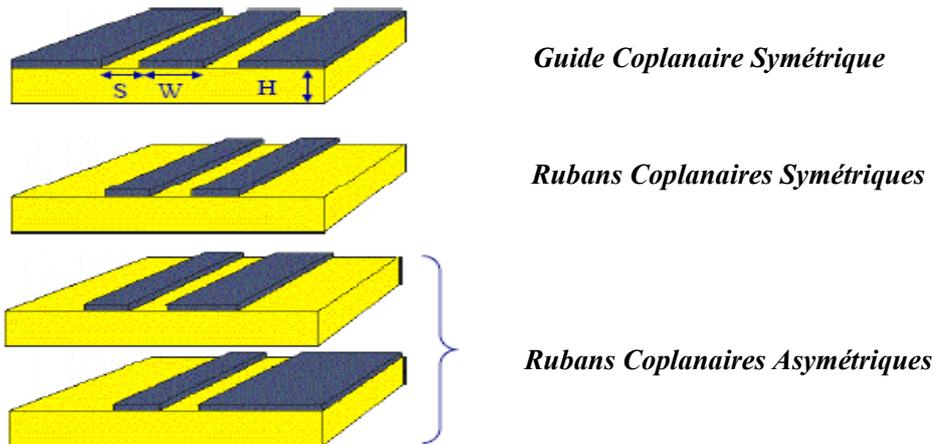


Figure I. 4- Différentes structures des lignes coplanaires

Ces lignes, comme les micro-ruban, peuvent être utilisées en mode quasi-TEM mais en haute fréquence, cette structure devient non-TEM avec l'apparition d'une composante longitudinale importante du champ magnétique. Elles s'adaptent bien au branchement d'éléments localisés parallèles sans percement du substrat. *Wen* a utilisé l'analyse quasi-statique, en supposant que le substrat diélectrique est fortement épais et infini, cette proposition n'est pas valable que pour de grandes valeurs de constante diélectrique ϵ_r . La méthode a été modifiée par *Davis et Al*, en limitant l'épaisseur du substrat. De ce fait la méthode des différences finies détermine les caractéristiques du CPW. L'analyse intégrale de la ligne coplanaire procure des informations concernant la fréquence de qui en dépend de la vitesse de phase et de l'impédance caractéristique dans le domaine spectral.

Les lignes de transmissions de ce type coplanaire ont des faibles pertes, ont été l'objet de grandes recherches basées sur le mode quasi-TEM, aussi bien que sur le calcul du mode hybride. La plus part des calcul de pertes sont basées sur le schéma de perturbation avec les hypothèses que l'épaisseur de métallisation est nulle aussi bien que suffisamment plus épaisse.

4. La ligne bande ou ligne triplaque

La ligne triplaque encore appelée ligne ruban (fut la première micro-ligne développée par *Barett et Barnes* en 1951); est directement inspirée de la ligne coaxiale : il s'agit d'un ruban central noyé dans un diélectrique, deux plans de masse étant situés de chaque côté du substrat.

Quelques formes utiles des lignes triplaques telles que, ligne centrée, décentrée, ou double orthogonale (figure I. 5). La ligne triplaque centrée est la forme la plus idéale. Cependant dans certaine circuiterie l'utilisation de la ligne décentrée s'avère exigée. La configuration d'une triplaque double orthogonale est utile beaucoup plus dans le domaine de la haute tension.

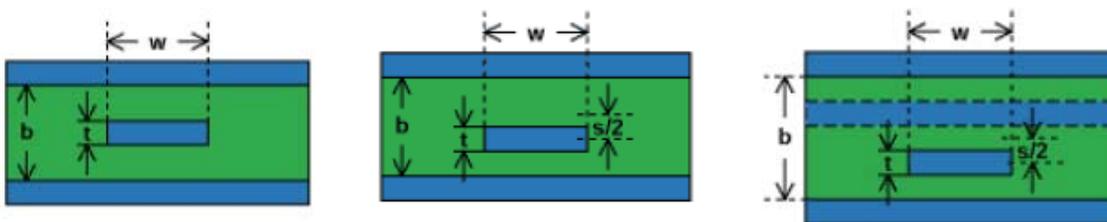


Figure I. 5- Ligne centrée, Ligne décentrée et Ligne triplaque double orthogonale

5. La ligne à Ailettes

En 1972, *Meier* proposait de nouvelles lignes de transmissions quasi-planaires appelées lignes à ailettes, pour les circuits intégrés millimétriques. Il s'agit d'une ligne à fente, placée dans le plan E d'un guide métallique rectangulaire. La structure à ailette en particulier, ont été très largement utilisée pour les premiers développements de composants divers en bandes millimétriques, en technologie hybride.

Le mode de propagation utilisé est le plus proche d'une combinaison de mode TE et TM, est le mode Hybride ou non-TEM.

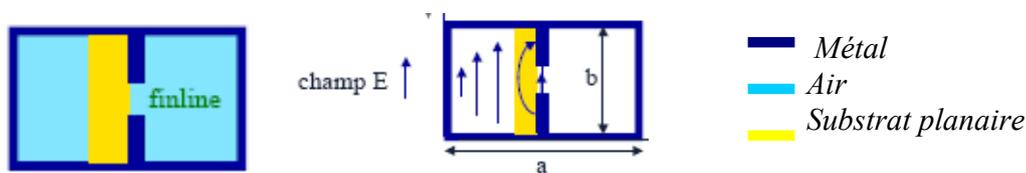


Figure I. 6- Ligne à Ailette et propagation du champ

Les structures à Ailette utilisées aux ondes millimétriques :

- Largeur de bande du mode fondamental est plus élevée que celle du mode guide d'onde correspondant
- Pertes d'insertion plus faible que pour les autres circuits planaires
- Pas de problème de rayonnement
- Insertion facilitée de composants actifs dans une technologie guide d'onde
- Utilise la configuration du mode dominant TE_{10}
- Champ $E \parallel y$, uniforme selon y et maximum en $x = a/2$
- Compatible avec champ électrique dans ligne à fente

I. 4. 1. 5. Propriété et comparaison entre les lignes planaires

- Une ligne de transmission est caractérisée par son impédance caractéristique, sa constante d'affaiblissement (qui précise les pertes dans la ligne), et la vitesse de propagation des signaux, qui dépend du diélectrique utilisé pour fabriquer la ligne.
- Pertes Ohmiques à très haute fréquence (facteur de perte prépondérant) : les lignes « microruban » permettent de minimiser leur impact au regard des lignes « CPW ».

- L'effet de l'épaisseur des conducteurs dans les lignes « CPW » (y sont plus sensibles) est plus large que celui des microrubans, à cause de la distribution des champs électriques et magnétiques.
- Dispersions des caractéristiques électriques avec la fréquence - effets dispersifs - : la technologie associée à la réalisation de lignes de transmission coplanaire est plus robuste.
- Influence de l'environnement sur les caractéristiques des fonctions réalisées : les circuits réalisés en technologie microruban y sont moins sensibles puisque la présence d'un plan de masse permet une isolation arrière intrinsèque. Pour ce qui est de la technologie à guide d'onde coplanaire, l'influence plus grande des conditions externes est due au fait que la présence (non maîtrisée) d'un plan de masse sous le circuit peut provoquer l'apparition d'un mode de type microruban : l'apparition de ce mode a pour effet un déplacement vers des fréquences plus élevées des caractéristiques des fonctions réalisées.
- Le principal intérêt des lignes à fentes est qu'elles autorisent des impédances élevées. Ceci peut cependant devenir gênant si l'on souhaite travailler à faible impédance (50Ω).
- La dispersion est importante pour la ligne fendue, faible pour le microruban, moyenne pour la ligne coplanaire.
- La ligne micro-ruban peut être facilement construite par des techniques similaires à celles utilisées pour la conception des circuits imprimés.

I. 4. 2. Les résonateurs microbandes

I. 4. 2. 1. Définition

Durant les années soixante dix, et avec la disponibilité de diélectriques dotés du paramètre : constante diélectrique élevée, de matériaux diélectriques à faibles pertes et avec la demande croissante de circuits micro-ondes miniaturisés pour les besoins de l'aérospatiale, des applications satellites et télécommunications spatiales, l'intensité de l'intérêt pour les circuits micro-ondes fut renouvelée [3].

Il résulta le rapide développement de l'utilisation des lignes et des résonateurs microrubans (microstrip resonator). Elles allient à la fois petite taille, simplicité, facilité de fabrication et de mise en oeuvre. En outre elles s'adaptent facilement aux surfaces planes et non planes et présentent une grande robustesse lorsqu'elles sont montées sur des surfaces rigides. Elles sont également très performantes en terme de résonance, de polarisation, d'impédance d'entrée et de diagramme de rayonnement [12].

Beaucoup de chercheurs ont étudié leurs caractéristiques de base et des efforts étendus ont été également consacrés à la détermination de la fréquence de résonance, la bande passante, le rayonnement,... etc.

L'un des paramètres important qui influe sur les caractéristiques des résonateurs microbandes est la permittivité diélectrique. C'est un facteur très sensible lors de l'estimation des performances des résonateurs imprimés. Cependant, beaucoup de substrats pratiques utilisés dans les structures plaques exhibent un taux significatif d'anisotropie et spécialement une anisotropie uniaxiale (substrat de Saphir) [15].

I. 4. 2. 2. Structure technologique [10]-[12]-[15]-[16]

Sous sa forme la plus fondamentale, les résonateurs microrubans sont constitués d'une couche métallique (patch) d'épaisseur t très fine, ce dernier déposé sur un substrat diélectrique limité sur sa face inférieure par un plan de masse comme représenté sur la figure suivante:

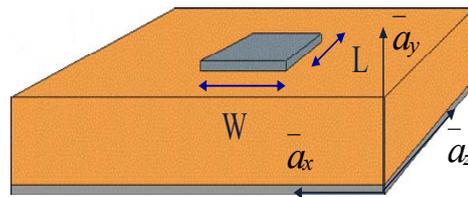


Figure I. 7- Résonateur Microruban

Le résonateur microstrip est conçu tel que le maximum de son diagramme de rayonnement est normal à l'élément rayonnant. Cet élément rayonnant (patch) est généralement fabriqué à base d'un matériau conducteur tel que le cuivre ou l'or et il peut prendre n'importe quelle forme possible, cela peut être : rectangulaire, carré, circulaire ou simplement un dipôle (Fig I. 8.). Ces formes sont les plus courantes car elles présentent une grande facilité d'analyse et de fabrication, mais l'élément rectangulaire est sans contexte le plus facile à appréhender pour la compréhension des mécanismes de rayonnement des résonateurs micro-rubans.

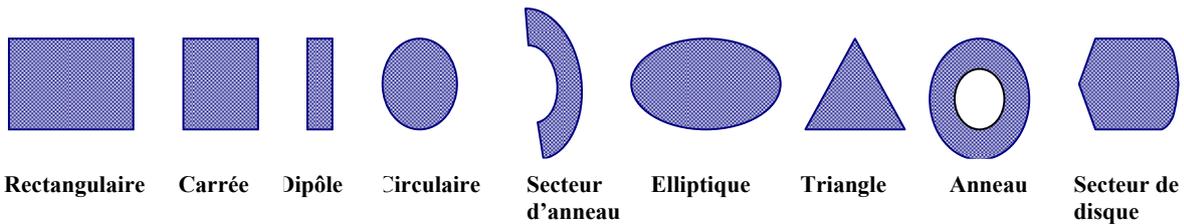


Figure I. 8- Diverses formes d'éléments rayonnants

Divers types de profil des résonateurs imprimés furent développés. Les résonateurs à microbandes, résonateur à fentes (*stripline slot resonator*), résonateur imprimés (*printed resonator*), résonateur à dipôle imprimé (*printed dipole resonator*)....etc.

I. 4. 2. 3. Avantage et limitations

Les résonateurs microrubans présentent de nombreux avantages comparativement aux résonateurs micro-ondes classiques et leurs applications couvrent de large domaine fréquentiel.

Certains avantages sont les suivants [17] :

- Faible poids, encombrement réduit, configurations conformes possibles;
- Faible coût de fabrication, production en masse possible;
- Polarisation linéaire et circulaire pour les télécommunications;
- Résonateurs multi-bandes, multi-polarisations possibles;
- Compatibilité avec les circuits hybrides et MMIC;
- Réseaux d'alimentation et d'adaptation fabriqués simultanément avec le résonateur;
- Rayonnement perpendiculaire à la surface.

Toutefois, les résonateurs microrubans ont également des limitations que les résonateurs traditionnels ne présentent pas [16]:

- Bande passante étroite, souvent associée avec les problèmes de tolérances (géométriques et physiques);
- Généralement faible gain (6 dB) et pratiquement limités par un maximum de 20dB ;
- Faible pureté de polarisation;
- Un rayonnement parasite (alimentation) et la plupart des résonateurs rayonnent uniquement dans le demi-plan;
- Supportent uniquement des faibles puissances (100 W);
- Pertes de rayonnement par ondes de surfaces;
- Une faible isolation entre la source d'alimentation et celle des éléments radiatifs.

Ces limitations sont connues depuis plusieurs années et des progrès considérables ont été réalisés depuis pour améliorer les performances des résonateurs patch. Notamment :

- ✓ Leur bande passante peut être augmentée jusqu'à 70% en utilisant une configuration multicouche et leur gain peut s'accroître de 30% en mettant en réseau plusieurs résonateurs qui permettent d'améliorer le rendement et la directivité.

- ✓ L'augmentation de l'épaisseur du substrat, la diminution de la permittivité relative, permettent d'améliorer le rendement du résonateur jusqu'à 90% en réduisant les ondes de surface et permettent également d'augmenter la bande passante jusqu'à 35%. On crée des ondes de surface qui représentent des pertes et diminuent par conséquent le rendement du résonateur. Ces ondes de surfaces peuvent être éliminées tout en maintenant une large bande passante par l'introduction de fentes sur l'élément rayonnant.
- ✓ La bande passante peut être élargie en superposant plusieurs éléments rayonnants séparés par du diélectrique ou de l'air.

I. 4. 2. 4. Caractéristiques et propriétés des résonateurs microbandes

a. Mécanisme du rayonnement

Le mécanisme de rayonnement d'un résonateur à patch rectangulaire se comprend aisément à partir de sa forme géométrique. Lorsque son excitation est effectuée par une ligne d'alimentation dotée d'une source RF, une onde électromagnétique va se propager sur cette ligne puis va rencontrer l'élément rayonnant de largeur plus grande que celle de la ligne, donc plus apte à rayonner. Une distribution de charge va s'établir à l'interface Substrat / Plan de masse, sur et sous l'élément rayonnant. La figure I. 9, montre cette distribution dans le cas particulier où le résonateur rayonne le plus efficacement c'est à dire lorsqu'il devient résonant (la longueur de l'élément rayonnant est un multiple de la demi-longueur d'onde guidée). Le cas présenté correspond au mode fondamental du résonateur [14].

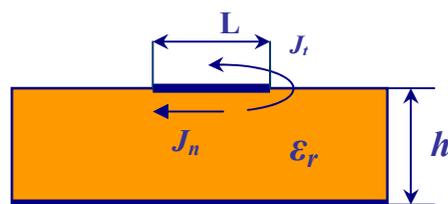


Figure I. 9- Distribution de charge et densité de courant sur un résonateur microstrip

- Le champ électrique est perturbé par l'interface Air/diélectrique.
- Existence d'un effet de bord: les champs s'étendent de part et d'autre du ruban
- Les champs électrique et magnétique sont orthogonaux dans le plan transverse

- Ces distributions de charge et les densités de courants associés induisent une distribution de champ électrique représenté

Une analyse plus détaillée des distributions de charge et du champ électrique dans ce mode permet de retrouver tous les paramètres caractéristiques d'un résonateur : (diagramme et résistance de rayonnement, fréquences de résonance...). Le rayonnement du patch peut être modélisé par celui de deux fentes parallèles distantes de la longueur L et de dimensions $W \times h$. La théorie de l'électromagnétisme nous fournit alors les expressions des champs rayonnés par le patch à une certaine distance d'observation.

b. Fréquence de Résonance et le Facteur de Qualité

Si nous nous intéressons maintenant à la distribution des charges, nous pourrions montrer par l'étude des composantes tangentielles du champ magnétique que le patch rectangulaire peut se modéliser comme une cavité avec 4 murs magnétiques (bords de la cavité) et 2 murs électriques (formés par les métallisations et dans l'approximation que la composante normale du champ électrique est constante) [14].

En posant les équations de propagations avec les conditions aux limites adéquates, on détermine assez facilement les fréquences de résonances du résonateur patch rectangulaire :

$$f_{mn} = \frac{c}{2\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{m}{\pi W_{eff}}\right)^2 + \left(\frac{n}{\pi L_{eff}}\right)^2} \quad \text{Avec :} \quad W_{eff} = W + \Delta W \quad \text{et} \quad L_{eff} = L + \Delta L$$

ΔL et ΔW représentent respectivement les extensions de longueur et de largeur dues

ΔW s'obtient en remplaçant la largeur W par la longueur L dans la formule précédente.

Le facteur de qualité est le rapport entre l'énergie emmagasinée et l'énergie dissipée dans le circuit :

$$Q = \frac{W_{em}}{W_d}$$

D'où, le facteur total de qualité du résonateur micro-ruban se définit par :

$$Q = \omega \cdot \frac{W_T}{P_T} \quad \text{avec} \quad W_T = \frac{h \cdot \epsilon}{2} \iint |E_z|^2 ds$$

Où P_T est la puissance atténuée et W_T l'énergie totale emmagasinée, h : étant l'épaisseur de substrat. Quand le résonateur opère proche des plans des pertes, il résulte des pertes supplémentaires qui sont dues aux courants induits dans la masse. Il est très souhaitable qu'il possède la résistance totale de puissance rayonnée plus grande que celle de toutes les pertes.

c. *Caractéristiques du Substrat Diélectrique* [13]

Les résonateurs microrubans rayonnent principalement en raison des champs marginaux entre le bord du patch et le plan de masse, pour la bonne performance du résonateur. Un substrat diélectrique épais ayant une faible constante diélectrique est souhaitable, puisque ceci fournit une meilleure efficacité ; une largeur de bande passante plus grande et un meilleur rayonnement mais avec un encombrement accru du résonateur.

- Le substrat sert de support mécanique aux conducteurs, Il influence les propriétés électriques du résonateur via ses paramètres constitutifs: *permittivité diélectrique* ϵ_r et *perméabilité magnétique* μ_r , pour la plupart des applications courantes: substrat diélectrique $\mu_r = 1$
- Le substrat présente des pertes diélectriques: *permittivité complexe* $\epsilon_r = \epsilon_r' (1 - j \operatorname{tg}\delta)$ définition d'une conductivité équivalente: $j\omega\epsilon_r = \sigma + j\omega\epsilon_r' \Rightarrow \sigma = j\omega\epsilon_r' \operatorname{tg}\delta$
- Pour la réalisation de circuits hyperfréquences, il recherchera à minimiser le rayonnement en espace libre et choisira en conséquence un substrat tel que l'énergie électromagnétique reste concentrée dans le diélectrique (plus exactement dans la cavité que forme la bande métallique et le plan de masse).

L'onde électromagnétique se propage à la fois dans l'air et dans le diélectrique ; deux milieux de constante diélectrique différente. Pour rendre compte de ce phénomène, le résonateur microbande se modélise par un milieu effectif où la propagation s'effectuerait dans un milieu homogène de constante diélectrique équivalente :

$$\epsilon_{e,ff} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + 10 \frac{h}{W} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

d. *Influence des Paramètres Géométriques sur les Caractéristiques du Résonateur*

- ❖ **Largeur W du patch** : La largeur du patch a un effet mineur sur les fréquences de résonance et sur le diagramme de rayonnement de du résonateur. Par contre, elle joue un rôle pour l'impédance d'entrée du résonateur et la bande passante à ses résonances

$$\text{L'impédance d'entrée : } \frac{Z_{in}}{Z_c} = 90 \frac{\epsilon_r^2}{\epsilon_r - 1} \left(\frac{L}{W} \right)^2$$

$$\text{La bande passante : } B = 3.11 \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r^2} \frac{h}{W} \frac{W}{L}$$

Pour permettre un bon rendement du résonateur, une largeur W pratique est :

$$W = \frac{c}{2f_{01}} \sqrt{\frac{2}{\epsilon_r + 1}}$$

Où le terme f_{01} représente la fréquence fondamentale du résonateur.

- ❖ **Longueur L du patch** : La longueur du patch détermine les fréquences de résonance du résonateur. Il ne faut surtout pas oublier de retrancher la longueur ΔL correspond aux extensions des champs.

$$L = \frac{\lambda_{dielectrique}}{2} - 2\Delta L = \frac{c}{2f_{01} \sqrt{\epsilon_r}} - 2\Delta L$$

e. Puissance Emise par Rayonnement

En plus de la puissance rayonnée, il y a les puissances causées par les pertes telles que : Puissance perdue dans les deux conducteurs et dans le diélectrique et la puissance perdue par ondes de surface. La puissance rayonnée peut être calculée en intégrant la valeur du vecteur de Poyting sur l'ouverture rayonnante.

f. Puissance Perdue dans le Conducteur

Comme les conducteurs ont une conductivité finie, alors ils auront forcément une résistivité ($R_s \neq 0$), et par conséquent ils ne sont pas parfaits et présentent une certaine résistance qui rend l'ensemble en un milieu qui dissipe une portion de l'énergie totale sous forme d'effet de Joule.

g. Puissance Perdue dans le Diélectrique

L'isolation n'est jamais parfaite, ce qui se traduit par des pertes par diélectrique. Les pertes sont représentées par une conductance parallèle (uniformément répartie dans le cas des lignes) et dont l'effet sera faible par rapport à celui causée par la résistance R . Ce qui correspond à une puissance atténuée.

En ce qui concerne les résonateurs, le substrat le mieux approprié est celui possédant une constante diélectrique faible, une épaisseur grande (par rapport à la longueur d'onde d'opération) et peu de pertes ($\tan \delta$). Un substrat épais augmente la puissance rayonnée par le résonateur, réduit les pertes par effet Joules et améliore la bande passante du résonateur. En contrepartie, le poids est augmenté. Une faible la valeur de la constante diélectrique (typiquement $\epsilon_r = 2.5$) favorise l'extension des champs autour de la ligne et donc la puissance rayonnée.

h. Puissance Perdue par Ondes de Surfaces

Les ondes de surfaces liées au substrat diélectrique peuvent être excitées par le résonateur, puisqu'elles ne contribuent pas au modèle de rayonnement primaire du résonateur. La puissance de l'onde de surface est généralement considérée comme mécanisme de perte. La puissance de l'onde de surface peut également se diffracter à partir des bords du substrat ou d'autres discontinuités et ainsi dégrader le modèle de rayonnement du résonateur ou ses caractéristiques de polarisation [20].

I. 4. 2. 5. Technique d'alimentation [7]-[19]

Les résonateurs microbandes peuvent être alimentés par une variété de méthode. Celles ci peuvent être classifiées en deux catégories.

Avec contact La puissance de RF alimente directement le patch rayonnant en utilisant un élément de connexion tel qu'une ligne microbande et la sonde coaxiale.

Sans contact Le couplage de champ électromagnétique garantit le transfert de la puissance entre la ligne microruban et le patch rayonnant (couplage par ouverture et le couplage a proximité).

Il y a plusieurs méthodes pour alimenter un résonateur microstripe, les quatre les plus utilisées sont :

- *La ligne Microstripe*
- *La sonde Coaxiale*
- *Le Couplage par Fente*
- *Le Couplage par Proximité*

La ligne microstrip d'alimentation constitue également un élément rayonnant mais dont la largeur est généralement très inférieure par rapport à celle du patch (Fig.I. 10). Ce type d'alimentation est facile à mettre en oeuvre et permet une adaptation d'impédance facile par simple positionnement du point de contact. Par contre, on a un rayonnement parasite qui peut devenir considérable.

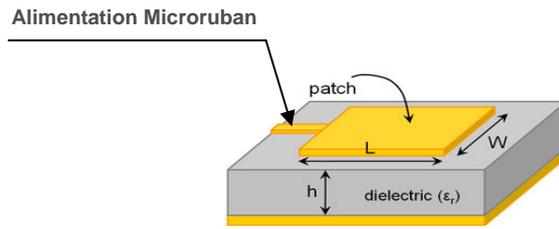


Figure I. 10- *Alimentation par ligne Microruban*

L'alimentation coaxiale où le conducteur intérieur est attaché au patch et le conducteur externe au plan de masse est également largement utilisé (figure I. 11). Ce type d'alimentation est facile à mettre en oeuvre et à adapter. Mais il offre une bande passante étroite et est difficile à modéliser et particulièrement pour des épaisseurs de substrat supérieures à $0.02 \lambda_0$ (λ_0 est la longueur d'onde dans l'espace).

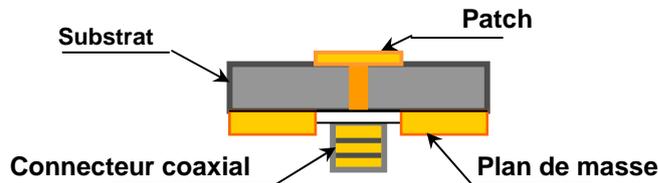


Figure I. 11- *Alimentation par câble coaxial*

L'alimentation par ligne microruban ou par câble coaxial présente une asymétrie qui génère une composante croisée. Pour remédier à cet état de fait, l'alimentation par fente a été introduite (figure I. 12). Ce type d'alimentation est le plus difficile à mettre en oeuvre. De plus, il présente une bande passante étroite.

Cependant, il est facile à modéliser et présenter un rayonnement parasite faible. Il se compose de deux substrats séparés par un plan de masse sur lequel est pratiquée la fente. La ligne d'alimentation se situe sur la face libre du substrat inférieur et l'élément rayonnant se trouve sur la face libre du substrat supérieur.

Cette configuration permet une optimisation indépendante entre la ligne d'alimentation et l'élément rayonnant. En général un diélectrique avec une permittivité élevée est utilisé pour le substrat inférieur et un diélectrique épais avec une permittivité faible est utilisé pour le substrat supérieur. Le plan de masse isole la ligne d'alimentation de l'élément rayonnant et limite l'interférence du rayonnement parasite sur le diagramme de rayonnement et offre ainsi une plus grande pureté de polarisation. Pour cette structure, les paramètres électriques du substrat, la largeur de la ligne d'alimentation et la taille de la fente peuvent être utilisées pour optimiser le

résonateur. L'adaptation d'impédance s'effectue en agissant sur la largeur de la ligne d'alimentation et sur la longueur de la fente. Cette structure peut être modélisée par la théorie de Bethe. Cette théorie a été utilisée avec succès dans l'analyse des coupleurs de guides d'onde utilisant le couplage à travers des trous.

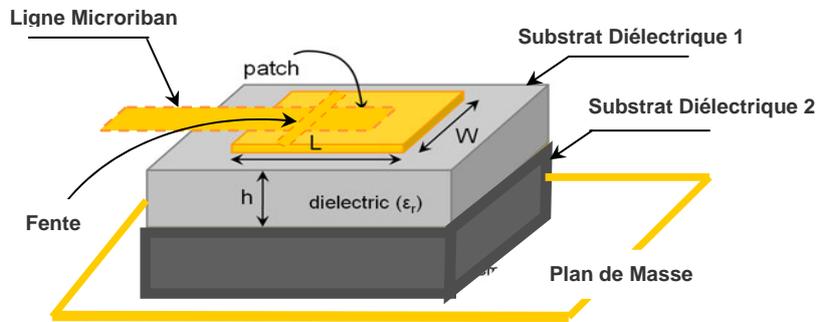


Figure I. 12- *Alimentation par couplage par fente*

Parmi les différents types d'alimentation, le couplage à proximité (figure I. 13) offre la meilleure bande passante (environ 13%). Il est facile à modéliser et présente un rayonnement parasite faible. La distance entre la ligne d'alimentation et le patch peut être utilisée pour adapter l'impédance du résonateur. Le principal inconvénient de ce type d'alimentation est qu'il est difficile à mettre en oeuvre.

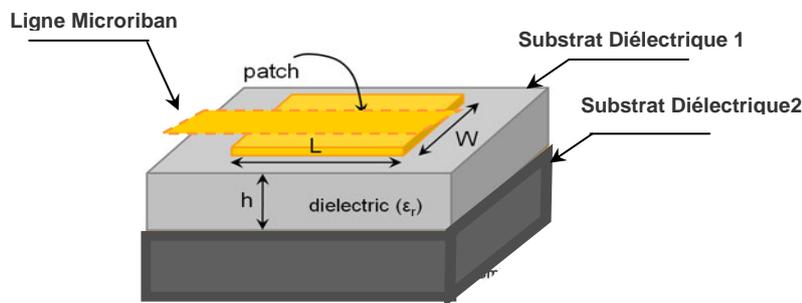


Figure I. 13- *Alimentation par couplage à proximité*

I. 5. CONCLUSION

Ce premier chapitre nous a permis de rappeler les différents types des structures planaires où nous avons vu les caractéristiques, les avantages et les inconvénients des lignes de transmissions planaires et des résonateurs microrubans, ainsi que leurs structures et leurs utilisations. Donc ce chapitre est une introduction aux chapitres suivants où nous allons beaucoup plus détailler l'étude de certaines structures en les modélisant.

Chapitre II

MODELISATION D'UNE LIGNE DE TRANSMISSION PLANAIRE

II. 1. Introduction

II. 2. Techniques numériques de résolution

*II. 3. Modélisation de la ligne microruban implantée
sur substrat isotrope*

*II. 4. Modélisation de la ligne de transmission
implantée sur la ferrite*

II. 5. Conclusion

II. 1. INTRODUCTION

Ce chapitre est un bref rappel sur les différentes techniques analytiques et numériques de modélisation des lignes planaires. Ces dernières seront considérées en lignes planaires microbandes, implantées en premier sur substrat diélectrique isotrope ensuite sur substrat anisotrope : la ferrite. Dans cette étude les propriétés et comportement de la ferrite sont comparés à ceux du cas de substrat isotrope.

La technique de modélisation, choisie dans notre travail se résume en la résolution de l'équation intégrale du champ électrique, laquelle couplée avec la fonction tensorielle de Green, permettent d'aboutir à des équations matricielles en fonction du courant de conduction dans le plan du conducteur. La procédure de *Galerkin* dans le domaine spectral nous a permis de déterminer les composantes du courant sur la plaque rayonnante pour que ensuite nous déduisions la constante de propagation, objet de notre travail dans ce chapitre.

II. 2. TECHNIQUES NUMERIQUES DE RESOLUTION

Il existe plusieurs techniques, qui sont utilisés pour la modélisation des dispositifs passifs hyperfréquences, où chacune d'elles a, bien entendu, ses avantages et ses inconvénients. Des limitations ont été, par ailleurs, rapportées dans la littérature, notamment en ce qui concerne des structures particulières justifiant le choix d'une telle ou telle méthode.

D'autre part, des précautions ont été préconisées avant toute utilisation de ces techniques pour la modélisation des structures planaires micro-ondes.

Les modèles établis sont basés sur des techniques numériques et parfois analytiques difficiles qui n'étaient pas toujours à la portée des chercheurs. Ceci a rendu les recherches, dans ce domaine, compliquées et laborieuses du à la conception des structures de transmission planaires.

II. 2. 1. Méthodes numériques pour les lignes planaires [21]

Parmi les techniques très diverses d'étude des lignes microruban, nous distinguons par ordre croissant de complexités :

- *Les techniques non dispersives (Quasi-TEM)*
- *Les techniques dispersives approchées*
- *Les techniques dynamiques complètes*

On entend par modèles statiques /quasi-statiques, les modèles pour lesquels les dimensions de la structure sont bien inférieures à la longueur d'onde. Dans ce contexte,

l'hypothèse TEM assimile la ligne de transmission microstrip à une ligne bifilaire classique, et le résonateur à un condensateur plan. On appellera modèle dispersif, toute approche permettant de prédire les variations de l'impédance caractéristique, la vitesse de phase, la permittivité effective d'une structure microruban et plus généralement les paramètres [S] des multipôles en technologie microruban ou autres en fonction de la fréquence

Il est à signaler que les méthodes dispersives sont plus encombrantes et moins rapides que les méthodes quasi-statique mais elles restent plus rigoureuses car elles prennent en compte certains paramètres que l'on néglige généralement en mode quasi-TEM et qui peuvent influencer sur la propagation au sein des lignes planaires. L'étude des méthodes à deux dimensions serviront comme base de départ pour l'étude des structures tridimensionnelles.

II. 2. 2. La Méthode Dynamique Complète [21]

Du point de vu historique, la première étude dynamique de la ligne microruban a fait usage d'une fonction de Green définie comme étant le champ électromagnétique tangentielle. Les fonctions de Green s'expriment comme des intégrales complexes sur des contours infinis.

Le champ de distribution arbitraire de courant peut alors être obtenu par superposition. On aboutit à une paire d'équations intégrales couplées par leurs courants de surface J_x et J_z . La fonction de Green est réapparue en 1976 (*Farrar et Adams*) sous une forme discrète, mieux adaptée au calcul numérique. On considère un développement de courants de surface (J_x et J_z) dans une base de fonction rectangulaire. Dans une approche générale qui décompose les champs du mode hybride en mode TE et TM, chacun dérivant d'un potentiel scalaire ou magnétique. La condition aux limites qui fait que le champ électrique tangentiel est nul sur le conducteur supérieur donne lieu à une équation intégrale pour les courants de surface.

Plusieurs méthodes dynamiques peuvent être utilisées pour déterminer les caractéristiques d'une ligne microruban, parmi lesquelles, les principales et les plus couramment utilisées :

a. Méthode de la résonance transverse

Cette technique s'applique typiquement pour des structures qui dérivent de celle des guides d'ondes conventionnels ou des structures d'une ligne microruban à géométrie arbitraire. L'idée étant de considérer le champ électromagnétique comme une propagation dans une direction transverse au lieu de la direction axial, ce qui est utile pour la recherche des solutions aux problèmes de discontinuités.

La formulation conventionnelle de la méthode pour la modélisation des discontinuités comporte les étapes suivantes :

- Création d'une cavité résonante qui renferme la discontinuité de part et d'autre de deux plaques électriques ou magnétiques.
- Calcul des fréquences de résonance à partir d'une analyse des champs par la technique de la résonance transverse.
- Construction du réseau matriciel de la discontinuité (matrice $[S]$: Coefficient de transmission, $[Z]$: Impédance caractéristique, $[Y]$: Admittance caractéristique,...) à partir des fréquences de résonances ou des distributions des champs. Le réseau en question permet de caractériser la discontinuité.

b. Méthode d'approche dans le domaine spectral en mode hybride (SDA)

Dans ce cas on doit déterminer la constante de propagation en passant nécessairement par la résolution de l'équation d'onde. Cette analyse comporte les étapes suivantes :

1. On exprime le champ électromagnétique sous forme de séries discrètes de Fourier dans chaque couche diélectrique prise une par une, à partir des équations de Maxwells selon les modes hybrides.
2. On applique ensuite les conditions aux limites sur les parois ainsi que les conditions de continuité sur toutes les interfaces. On aboutit alors à une relation matricielle qui lie, dans le domaine de Fourier, champ électrique et courant. De cette relation on fait alors apparaître la fonction de Green dyadique.
3. Après passage au domaine spectral, la méthode de *Galerkin* [27], est ensuite appliquée pour déterminer les expressions du champ électromagnétique et les densités du courant sur l'interface métallisée.
4. Le choix des fonctions de base des courants.
5. On arrive ainsi après application du théorème de *Parseval*, à un système linéaire homogène qui comporte autant d'équations que d'inconnus. Le déterminant de ce système doit s'annuler pour obtenir une solution non triviale. Cette dernière permet de calculer la constante de propagation et la fréquence de résonance. La méthode spectrale est appliquée pour les structures planaires les plus répandues telles que, la ligne microruban, les lignes couplées. Les configurations de ces lignes pouvant être multicouches ou non et structures ouvertes ou blindées.

II. 3. MODELISATION DE LA LIGNE MICRORUBAN IMPLANTEE SUR SUBSTRAT ISOTROPE

II. 3. 1. Mise en équation du problème

La modélisation des lignes de transmission planaires a fait l'objet de différentes investigations par les chercheurs. Ainsi, plusieurs démarches de modélisation de ces structures ont été étudiées. Le principe consiste toujours à déterminer la constante de propagation, de la structure et cela en tenant compte des caractéristiques de son support (substrat diélectrique : isotrope ou anisotrope), pour déduire ensuite un modèle précis de cette ligne.

La ligne microruban étudiée est une structure de transmission inhomogène, pour cela nous nous intéressons dans cette structure au résonateur microbande conçu à partir de cette ligne. Il s'agit ici d'une discontinuité du ruban métallique selon la direction de propagation.

Pour analyser ces types de résonateurs, nous utilisons l'approche dans le domaine spectral (SDA)[8]. Cette méthode permet de résoudre rigoureusement le problème des valeurs aux limites électromagnétiques en tenant compte de toutes les composantes du champ électromagnétique. Pour la partie purement numérique, nous ferons appel à la technique de *Galerkin* dans le domaine de Fourier par utilisation de fonction d'essai

II. 3. 1. 1. Présentation de la structure étudiée [21]-[22]-[23]

La structure, que nous considérons, de la ligne microbande, est symétrique par rapport à l'axe y , mise dans un boîtier métallique, et est présentée en coupe transversale (figure II.1).

Les principales caractéristiques et hypothèses concernant cette structure sont les suivantes :

- Les dimensions du substrat et son épaisseur dans les directions transverses (x,y)
- La nature du diélectrique constituant le support de cette structure.
- La plaque conductrice (patch) a une épaisseur « t » négligeable par rapport à celle (d) du substrat diélectrique ainsi que de sa largeur ($2w$).
- La ligne n'a pas de pertes ohmiques, ni diélectrique, donc le facteur de la propagation $\gamma_g = \alpha + j\beta_g$, se réduit à $\gamma_g = j\beta_g$. Cependant notre problème consiste à déterminer les valeurs de β_g , pour lesquelles les conditions aux limites sur les champs sont bien vérifiées.
- Nous supposons que tous les milieux sont non magnétiques, c'est-à-dire qu'ils ont une perméabilité égale à μ_0 .

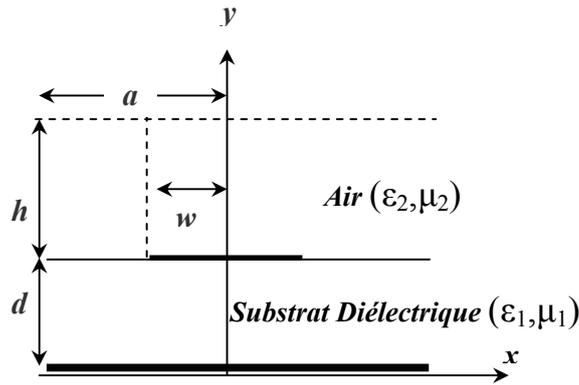


Figure II.1 : Structure d'une ligne microruban avec substrat diélectrique isotrope

Cette structure est inhomogène et constituée d'un ruban métallique (patch) rectangulaire imprimée entre deux régions :

- **La première région** : est un substrat diélectrique isotrope de permittivité $\epsilon_1 = \epsilon_0 \epsilon_{r1}$, de largeur $2a$ et d'épaisseur d .

- **La deuxième région** : est une couche d'air de permittivité $\epsilon_2 = \epsilon_0 \epsilon_{r2}$, $\epsilon_{r2} = 1$ et d'épaisseur h

Où $\epsilon_{r1}, \epsilon_{r2}$: La permittivité relative des régions 1 et 2 respectivement.

ϵ_0 : La permittivité du vide (la permittivité absolue)

μ_0 : La perméabilité du vide

II. 3. 1. 2. Expressions des champs électromagnétiques dans le domaine spectral

Du au caractère inhomogène de la ligne microbande, les champs électriques et magnétiques sont la superposition des modes TE et TM (mode hybride), et les équations de Maxwell montrent bien l'existence de composantes longitudinales non nulles pour les champs électrique et magnétique. Il peuvent être exprimés en fonction de deux types de potentiels scalaires Φ_i et Ψ_i .

On note bien que Φ_i et Ψ_i sont des fonctions de x et de y , et satisfont les solutions de l'équation de propagation d'onde électromagnétique

$$\begin{aligned} \nabla_i^2 \Phi_i + (k_i^2 - \beta^2) \Phi_i &= 0 \\ \nabla_i^2 \Psi_i + (k_i^2 - \beta^2) \Psi_i &= 0 \end{aligned} \dots\dots\dots (II - 3.1)$$

Où Φ_i : Fonction de potentiel scalaire électrique.

Ψ_i : Fonction de potentiel scalaire magnétique.

$k_i^2 = \omega^2 \varepsilon_i \mu_i$, β : Constante de phase selon la direction z.

Et les fonctions de potentiel dans le domaine de Fourier sont les suivantes :

$$\Phi_i = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \tilde{\Phi}_i(\alpha_n, y) e^{-j\alpha_n x} \Leftrightarrow \tilde{\Phi}_i(\alpha_n, y) = \frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} \Phi_i e^{j\alpha_n x} dx \dots \dots \dots (\text{II-3.2-a})$$

$$\Psi_i = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \tilde{\Psi}_i(\alpha_n, y) e^{-j\alpha_n x} \Leftrightarrow \tilde{\Psi}_i(\alpha_n, y) = \frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} \Psi_i e^{j\alpha_n x} dx \dots \dots \dots (\text{II-3.2-b})$$

Avec α_n : le nombre de Fourier, déterminé en examinant le comportement du champ électromagnétique le long de l'axe (ox).

Les composantes du champ électrique et du champ magnétique sont proportionnelles à $\tilde{\Phi}_i$ et $\tilde{\Psi}_i$ respectivement :

$$\tilde{E}_{z,i} = (k_i^2 - \beta^2) \tilde{\Phi}_i(\alpha_n, y) e^{-j\beta z} \dots \dots \dots (\text{II-3.3-a})$$

$$\tilde{H}_{z,i} = (k_i^2 - \beta^2) \tilde{\Psi}_i(\alpha_n, y) e^{-j\beta z} \dots \dots \dots (\text{II-3.3-b})$$

Selon ces équations, nous exprimons, dans les deux milieux de la structure, la composante longitudinale du champ électrique:

Milieu (1) : y=d

$$\tilde{E}_{z,1} = A_{1,n} (k_i^2 - \beta^2) \sinh(\gamma_{1,n} y) e^{-j\beta z} \dots \dots \dots (\text{II-3.4-a})$$

$$\tilde{H}_{z,1} = C_{1,n} (k_i^2 - \beta^2) \cosh(\gamma_{1,n} y) e^{-j\beta z} \dots \dots \dots (\text{II-3.4-b})$$

Milieu (2) : y=d+h

$$\tilde{E}_{z,2} = B_{2,n} (k_2^2 - \beta^2) \sinh(\gamma_{2,n} (h + d - y)) e^{-j\beta z} \dots \dots \dots (\text{II-3.5-a})$$

$$\tilde{H}_{z,2} = D_{2,n} (k_2^2 - \beta^2) \cosh(\gamma_{2,n} (h + d - y)) e^{-j\beta z} \dots \dots \dots (\text{II-3.5-b})$$

Pour déterminer les expressions finales des composantes du champ électrique, nous devons résoudre l'équation de propagation dans le domaine spectral.

Donc à partir des équations (II-3.1) et (II-3.2), et application des transformées de Fourier sur les opérateurs de dérivation, nous mettons l'équation de propagation (II-3.1) dans le domaine spectral sous la forme:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\Phi}_i(\alpha_n, y)}{\partial y^2} - \gamma_i^2 \tilde{\Phi}_i(\alpha_n, y) = 0 \dots \dots \dots (\text{II-3.6-a})$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{\Psi}_i(\alpha_n, y)}{\partial y^2} - \gamma_i^2 \tilde{\Psi}_i(\alpha_n, y) = 0 \dots \dots \dots (\text{II-3.6-b})$$

Ces expressions sont des équations différentielles du 2^{ème} ordre par rapport à la variable y

Avec : $k_i^2 = \alpha_n^2 + (j\gamma_i)^2 + \beta^2$

α_n , $j\gamma_i$ et β : sont les composantes du vecteur d'onde k , suivant les trois directions x , y , z respectivement.

γ : est la constante de propagation selon y , et i est l'indice des deux milieux.

Sachant que les vecteurs longitudinaux s'écrivant en fonction des potentiels, nous déduisons les composantes transversales, selon les équations suivantes :

$$\tilde{E}_{t,i} = -j\beta \left[\tilde{\nabla}_t \tilde{\Phi}_i(\alpha_n, y) - \frac{\omega\mu_i}{\beta} \vec{k} \times \tilde{\nabla}_t \tilde{\Psi}_i(\alpha_n, y) \right] e^{-j\beta z} \dots \dots \dots (\text{II-3.7-a})$$

$$\tilde{H}_{t,i} = -j\beta \left[\tilde{\nabla}_t \tilde{\Psi}_i(\alpha_n, y) + \frac{\omega\varepsilon_i}{\beta} \vec{k} \times \tilde{\nabla}_t \tilde{\Phi}_i(\alpha_n, y) \right] e^{-j\beta z} \dots \dots \dots (\text{II-3.7-b})$$

En tenant compte des conditions aux limites sur le patch de la ligne et des vecteurs transversaux. Les résolutions (II-3.4) et (II-3.5) des équations précédentes (II-3.1) nous permettent d'écrire les composantes du champ électromagnétique dans le domaine spectral selon les deux régions de la structure sous la forme suivante :

Milieu (1) :

$$\tilde{E}_{x,1} = -(\beta A_{1,n} \alpha_n + j\gamma_{1,n} C_{1,n} \omega\mu_1) \sinh(\gamma_{1,n} y) e^{-j\beta z} \dots \dots \dots (\text{II-3.8-a})$$

$$\tilde{E}_{y,1} = -j(\beta A_{1,n} \gamma_{1,n} + j\alpha_n C_{1,n} \omega\mu_1) \cosh(\gamma_{1,n} y) e^{-j\beta z} \dots \dots \dots (\text{II-3.8-b})$$

$$\tilde{E}_{z,1} = (k_1^2 - \beta^2) A_{1,n} \sinh(\gamma_{1,n} y) e^{-j\beta z} \dots \dots \dots (\text{II-3.8-c})$$

$$\tilde{H}_{x,1} = -(\beta C_{1,n} \alpha_n - j\gamma_{1,n} A_{1,n} \omega\varepsilon_1) \cosh(\gamma_{1,n} y) e^{-j\beta z} \dots \dots \dots (\text{II-3.8-d})$$

$$\tilde{H}_{y,1} = -j(\beta C_{1,n} \gamma_{1,n} - j\alpha_n A_{1,n} \omega\varepsilon_1) \sinh(\gamma_{1,n} y) e^{-j\beta z} \dots \dots \dots (\text{II-3.8-e})$$

$$\tilde{H}_{z,1} = (k_1^2 - \beta^2) C_{1,n} \cosh(\gamma_{1,n} y) e^{-j\beta z} \dots \dots \dots (\text{II-3.8-f})$$

Milieu (2) :

$$\tilde{E}_{x,2} = -(\beta B_{2,n} \alpha_n - j \gamma_{2,n} D_{2,n} \omega \mu_2) \sinh(\gamma_{2,n} (d + h - y)) e^{-j\beta z} \dots\dots\dots(\text{II-3.9-a})$$

$$\tilde{E}_{y,2} = j(\beta B_{2,n} \gamma_{2,n} - j \alpha_n D_{2,n} \omega \mu_2) \cosh(\gamma_{2,n} (d + h - y)) e^{-j\beta z} \dots\dots\dots(\text{II-3.9-b})$$

$$\tilde{E}_{z,2} = (k_2^2 - \beta^2) B_{2,n} \sinh(\gamma_{2,n} (d + h - y)) e^{-j\beta z} \dots\dots\dots(\text{II-3.9-c})$$

$$\tilde{H}_{x,2} = -(\beta D_{2,n} \alpha_n + j \gamma_{2,n} B_{2,n} \omega \varepsilon_2) \cosh(\gamma_{2,n} (d + h - y)) e^{-j\beta z} \dots\dots\dots(\text{II-3.9-d})$$

$$\tilde{H}_{y,2} = j(\beta D_{2,n} \gamma_{2,n} + j \alpha_n B_{2,n} \omega \varepsilon_2) \sinh(\gamma_{2,n} (d + h - y)) e^{-j\beta z} \dots\dots\dots(\text{II-3.9-e})$$

$$\tilde{H}_{z,2} = (k_2^2 - \beta^2) D_{2,n} \cosh(\gamma_{2,n} (d + h - y)) e^{-j\beta z} \dots\dots\dots(\text{II-3.9-f})$$

Où : $A_{1,n}(\beta)$, $B_{2,n}(\beta)$, $C_{1,n}(\beta)$ et $D_{2,n}(\beta)$ sont des inconnues (constantes des champs). Pour les déterminer, on applique les conditions de continuité à l'interface ($y = d$) séparant les deux milieux de la structure.

❖ **Les conditions de continuité**

L'application des conditions de continuité dans le domaine spatial pour $y = d$ donnera :

$$E_{x,2} - E_{x,1} = 0 \dots\dots\dots(\text{II-3.10-a}).$$

$$E_{z,2} - E_{z,1} = 0 \dots\dots\dots(\text{II-3.10-b})$$

$$H_{x,2} - H_{x,1} = -J_z(x) e^{-j\beta z} \dots\dots\dots(\text{II-3.10-c})$$

$$H_{z,2} - H_{z,1} = J_x(x) e^{-j\beta z} \dots\dots\dots(\text{II-3.10-d})$$

$J_x(x)$ et $J_z(x)$: sont des densités de courant non nulles, seulement sur le patch conducteur

$$\text{Tel que : } J_x(x), J_z(x) \begin{cases} \neq 0 & \text{pour } 0 < |x| < w \\ = 0 & \text{Ailleurs} \end{cases} \dots\dots\dots(\text{II-3.11})$$

On exprime également ces conditions de continuité dans le domaine spectrale par l'application de la transformée de Fourier des équations(II-3.10) :

$$\tilde{E}_{x,2} - \tilde{E}_{x,1} = 0 \dots\dots\dots(\text{II-3.12-a})$$

$$\tilde{E}_{z,2} - \tilde{E}_{z,1} = 0 \dots\dots\dots(\text{II-3.12-b})$$

$$\tilde{H}_{x,2} - \tilde{H}_{x,1} = -\tilde{J}_z \dots\dots\dots(\text{II-3.12-c})$$

$$\tilde{H}_{z,2} - \tilde{H}_{z,1} = \tilde{J}_x \dots\dots\dots(\text{II-3.12-d})$$

En substituant (II-3.8) et (II-3.9) dans(II-3.12), nous obtenons un système d'équations linéaires, sous forme matricielle, avec comme inconnues les constantes $A_{1,n}(\beta)$, $B_{2,n}(\beta)$, $C_{1,n}(\beta)$ et $D_{2,n}(\beta)$:

$$\begin{bmatrix} -(k_1^2 - \beta^2)sh(\gamma_{1,n}d) & (k_2^2 - \beta^2)sh(\gamma_{2,n}h) & 0 & 0 \\ \beta\alpha_n sh(\gamma_{1,n}d) & -\beta\alpha_n sh(\gamma_{2,n}h) & j\gamma_{1,n}\omega\mu_1 sh(\gamma_{1,n}d) & j\gamma_{2,n}\omega\mu_2 sh(\gamma_{2,n}h) \\ -j\omega\varepsilon_1\gamma_{1,n}ch(\gamma_{1,n}d) & -j\omega\varepsilon_2\gamma_{2,n}ch(\gamma_{2,n}h) & \beta\alpha_n ch(\gamma_{1,n}d) & -\beta\alpha_n sh(\gamma_{2,n}h) \\ 0 & 0 & -(k_1^2 - \beta^2)ch(\gamma_{1,n}d) & (k_2^2 - \beta^2)ch(\gamma_{2,n}h) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{1,n} \\ B_{2,n} \\ C_{1,n} \\ D_{2,n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -\tilde{J}_z \\ \tilde{J}_x \end{bmatrix} \dots (II-3.13)$$

A partir de cette expression matricielle, nous arrivons à exprimer les inconnues précédentes en fonction des composantes du courant sur le patch.

On détermine par la suite la relation qui relie les constantes aux champs sur l'interface $y = d$ et les conditions aux limites seront vérifiées comme suit:

$$\begin{cases} \tilde{E}_{z,1} = \tilde{E}_{z,2} = 0 \\ \tilde{E}_{x,1} = \tilde{E}_{x,2} = 0 \end{cases} \quad \text{pour} \quad \begin{cases} |x| \leq w \\ |z| \leq a \end{cases} \dots (II-3.14 - a)$$

$$\text{Et} \begin{cases} \tilde{E}_{z,1} = \tilde{E}_{z,2} = \tilde{E}_z e^{-j\beta z} \\ \tilde{E}_{x,1} = \tilde{E}_{x,2} = \tilde{E}_x e^{-j\beta z} \end{cases} \quad \text{pour} \quad \begin{cases} |x| > w \\ |z| > a \end{cases} \dots (II-3.14 - b)$$

En remplaçant les relations (II-3. 4) et (II-3. 5) dans ces conditions, on déduit les composantes des champs en fonction des inconnues :

$$\tilde{E}_x = -(A_{1,n}\alpha_n\beta + jC_{1,n}\mu_1\gamma_{1,n})\sinh(\gamma_{1,n}d) \dots (II-3.15 - a)$$

$$\tilde{E}_z = A_{1,n}(k_1^2 - \beta^2)\sinh(\gamma_{1,n}d) \dots (II-3.15 - b)$$

Puis en substituant les constantes des champs $A_{1,n}(\beta)$, $B_{2,n}(\beta)$, $C_{1,n}(\beta)$ et $D_{2,n}(\beta)$ par leur valeurs trouvées , nous obtiendrons une relation qui permet de relier les composantes du champ en fonction des densités du courant sur le patch à l'interface $y = d$ dans le domaine spectral :

$$\tilde{E}_z = G_{11}(\alpha_n, \beta)\tilde{J}_x + G_{12}(\alpha_n, \beta)\tilde{J}_z \dots (II-3.16 - a)$$

$$\tilde{E}_x = G_{21}(\alpha_n, \beta)\tilde{J}_x + G_{22}(\alpha_n, \beta)\tilde{J}_z \dots (II-3.16 - b)$$

Ce qui peut se mettre sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_z \\ \tilde{E}_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{11} & G_{12} \\ G_{21} & G_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_z \end{bmatrix} \dots (II-3.17)$$

Avec :

$$G_{11}(\alpha_n, \beta) = -\frac{j\omega}{k_2^2} \frac{\alpha_n \beta}{\Delta} (\gamma_{1,n} \mu_1 \tanh(\gamma_{1,n} d) + \gamma_{2,n} \mu_2 \tanh(\gamma_{2,n} h)) \dots \text{(II-3.18-a)}$$

$$G_{11}(\alpha_n, \beta) = \frac{j\omega}{k_2^2 \Delta} [\gamma_{1,n} \mu_1 (k_2^2 - \beta^2) \tanh(\gamma_{1,n} d) + \gamma_{2,n} \mu_2 (k_1^2 - \beta^2) \tanh(\gamma_{2,n} h)] \dots \text{(II-3.18-b)}$$

$$G_{11}(\alpha_n, \beta) = \frac{j\omega}{k_2^2 \Delta} [\gamma_{1,n} \mu_1 (k_2^2 - \alpha_n^2) \tanh(\gamma_{1,n} d) + \gamma_{2,n} \mu_2 (k_1^2 - \alpha_n^2) \tanh(\gamma_{2,n} h)] \dots \text{(II-3.18-c)}$$

$$G_{22}(\alpha_n, \beta) = G_{11}(\alpha_n, \beta) \dots \text{(II-3.18-d)}$$

$$\text{Et } \Delta = \left[\gamma_{1,n} \tanh(\gamma_{1,n} d) + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \gamma_{2,n} \tanh(\gamma_{2,n} h) \right] \left[\gamma_{1,n} \coth(\gamma_{1,n} d) + \frac{\mu_1}{\mu_2} \gamma_{2,n} \coth(\gamma_{2,n} h) \right] \dots \text{(II-3.19)}$$

II. 3. 1. 3. Méthode de Galerkin

La procédure de *Galerkin* est une forme particulière de la méthode des moments. Elle a été appliquée à la transformée de Fourier et de *Hankel* de l'équation intégrale du champ électromagnétique. Cette procédure est principalement utilisée pour développer les inconnues \tilde{E} et \tilde{J} selon un ensemble orthogonal de fonction de base, et de faire le produit scalaire de la somme ainsi obtenue avec des fonctions d'essai correspondantes.

Pour simplifier l'expression des champs électriques en fonction des densités des courants avec les inconnues \tilde{E}_x , \tilde{E}_z , \tilde{J}_x et \tilde{J}_z , on exprime en premier les composantes des courants sur le conducteur : \tilde{J}_x et \tilde{J}_z en fonction des fonctions d'essai $\tilde{J}_{x,p}$ et $\tilde{J}_{z,p}$ dans le domaine de Fourier comme suit :

$$\tilde{J}_x = \sum_{p=1}^{\infty} a_p \tilde{J}_{x,p} \dots \text{(II-3.20-a)}$$

$$\tilde{J}_z = \sum_{q=1}^{\infty} b_q \tilde{J}_{z,q} \dots \text{(II-3.20-b)}$$

Où

: a_p et b_q sont des inconnus.

Et Avec :

$$\tilde{J}_x = \frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} J_x(\eta) e^{j\alpha_n \eta} d\eta \dots \text{(II-3.21)}$$

En utilisant les composantes des champs, exprimées dans le domaine temporel, données par l'équation (II-3.16), on aura donc :

$$\tilde{E}_z = G_{11}(\alpha_n, \beta) \sum_{p=1}^{\infty} a_p \tilde{J}_{x,p} + G_{12}(\alpha_n, \beta) \sum_{q=1}^{\infty} b_q \tilde{J}_{z,q} \dots \dots \dots (\text{II-3.22-a})$$

$$\tilde{E}_x = G_{21}(\alpha_n, \beta) \sum_{p=1}^{\infty} a_p \tilde{J}_{x,p} + G_{22}(\alpha_n, \beta) \sum_{q=1}^{\infty} b_q \tilde{J}_{z,q} \dots \dots \dots (\text{II-3.22-b})$$

On utilise le produit scalaire, qui permet de supprimer les deux inconnus du champ électrique. Et sachant que les conditions aux limites sont vérifiées lorsque :

$$\begin{cases} \tilde{E}_z = \tilde{E}_x = 0 & \text{pour } |x| \leq w & \text{metal} \\ \tilde{J}_z = \tilde{J}_x = 0 & \text{pour } |z| \geq w & \text{dielectrique} \end{cases} \dots \dots \dots (\text{II-3.23})$$

Nous en déduisons alors le système d'équations suivant :

$$\frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} G_{11}(\alpha_n, \beta) \sum_{p=1}^{\infty} a_p \tilde{J}_{x,p} \cdot \tilde{J}_{z,q}^* d\alpha_n + \frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} G_{12}(\alpha_n, \beta) \sum_{q=1}^{\infty} b_q \tilde{J}_{z,q} \cdot \tilde{J}_{z,q}^* d\alpha_n = 0 \dots \dots \dots (\text{II-3.24-a})$$

$$\frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} G_{12}(\alpha_n, \beta) \sum_{p=1}^{\infty} a_p \tilde{J}_{x,p} \cdot \tilde{J}_{x,p}^* d\alpha_n + \frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} G_{22}(\alpha_n, \beta) \sum_{q=1}^{\infty} b_q \tilde{J}_{z,q} \cdot \tilde{J}_{x,p}^* d\alpha_n = 0 \dots \dots \dots (\text{II-3.24-b})$$

En appliquant la technique de *Galerkin* dans le domaine de Fourier qui possède l'application du produit scalaire suivante :

$$\langle \tilde{X}, \tilde{Y} \rangle = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{X} \tilde{Y}^* \dots \dots \dots (\text{II-3.25})$$

$$\int_{-a}^{+a} G_{11}(\alpha_n, \beta) \sum_{p=1}^M a_p \tilde{J}_{x,p} \cdot \tilde{J}_{z,q}^* d\alpha_n = \int_{-a}^{+a} G_{12}(\alpha_n, \beta) \sum_{q=1}^N b_q \tilde{J}_{z,q} \cdot \tilde{J}_{z,q}^* d\alpha_n \dots \dots \dots (\text{II-3.26-a})$$

$$\int_{-a}^{+a} G_{12}(\alpha_n, \beta) \sum_{p=1}^M a_p \tilde{J}_{x,p} \cdot \tilde{J}_{x,p}^* d\alpha_n = \int_{-a}^{+a} G_{22}(\alpha_n, \beta) \sum_{q=1}^N b_q \tilde{J}_{z,q} \cdot \tilde{J}_{x,p}^* d\alpha_n \dots \dots \dots (\text{II-3.26-b})$$

Donc à partir de la définition du produit scalaire (II-3.26), nous pouvons déduire ce système, qui admet une solution non triviale, pour cela on considère une annulation du déterminant de la matrice $[C(\beta)]$, ce qui fournit une valeur de la constante de propagation.

$$\begin{bmatrix} C_{q',p}^{1,1}(\beta) & C_{q',p}^{1,2}(\beta) \\ C_{q',p}^{2,1}(\beta) & C_{q',p}^{2,2}(\beta) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (a)_q \\ (b)_p \end{bmatrix} = 0 \dots \dots \dots (\text{II-3.27})$$

Avec :

$$C_{q',p}^{1,1} = \sum_{p=1}^M G_{11}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{x,p} \cdot \tilde{J}_{z,q}^* \dots \dots \dots (\text{II - 3.28 - a})$$

$$C_{q',p}^{1,2} = \sum_{q=1}^N G_{12}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{z,q} \cdot \tilde{J}_{z,q}^* \dots \dots \dots (\text{II - 3.28 - b})$$

$$C_{q',p}^{2,1} = \sum_{p=1}^M G_{21}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{x,p} \cdot \tilde{J}_{x,p}^* \dots \dots \dots (\text{II - 3.28 - c})$$

$$C_{q',p}^{2,2} = \sum_{q=1}^N G_{22}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{z,q} \cdot \tilde{J}_{x,p}^* \dots \dots \dots (\text{II - 3.28 - d})$$

II. 4. MODELISATION D'UNE LIGNE DE TRANSMISSION PLANAIRE IMPLANTEE SUR LA FERRITE

II. 4. 1. Généralités

L'aimantation spontanée dans les oxydes magnétiques a été principalement observée au cours du 19^{ème} siècle. Ce n'est qu'à partir de 1930 environ que des recherches systématiques sur les ferrites ont été menées. Ces milieux présentent des compositions chimiques diverses, conduisant à des propriétés magnétiques variées, allant de celles des matériaux magnétiques « doux » à celles des aimants permanents. Le caractère faiblement conducteur des substances ferrimagnétiques permet une pénétration d'une onde haute fréquence (onde centimétrique ou millimétrique) dans le matériau et autorise une forte interaction entre l'onde et l'aimantation interne à la matière [24].

La possibilité de contrôler la propagation de l'onde dans un tel milieu par l'application d'un champ magnétique statique ou alternatif, a permis la réalisation de plusieurs dispositifs hyperfréquences indispensables à la réalisation de fonctions de traitement du signal (radars, télécommunications par satellites, compatibilité électromagnétique, etc.). L'anisotropie qui apparaît dans une ferrite soumise à l'action d'un champ magnétique statique engendre la non réciprocity de la propagation d'une onde électromagnétique dans le matériau. C'est ce phénomène qui est exploité dans les isolateurs et les circulateurs.

Ceci afin de concevoir des dispositifs hyperfréquences à base de la ferrite, améliorer leurs performances ou encore mettre au point de nouveaux matériaux. Il est indispensable de bien comprendre les mécanismes physiques qui régissent le comportement des milieux magnétiques partiellement aimantés et de proposer des modèles mathématiques prédictifs de leur perméabilité tensorielle.

II. 4. 2. Corrélation entre les propriétés intrinsèques des ferrites et les performances des dispositifs hyperfréquences

L'aimantation à saturation de la ferrite doit être choisie avec attention car elle va fixer la fréquence de travail du dispositif hyperfréquences le contenant. Par exemple, une aimantation ($4\pi M_s$) réduite autorise une augmentation du niveau de puissance supportable par le matériau, sans générer d'effets non linéaires, ainsi qu'une diminution des pertes d'insertion du dispositif, à une fréquence inférieure à celle de la résonance gyromagnétique du matériau. Par contre, elle va limiter la bande de fréquences d'utilisation du dispositif et engendrer une perméabilité initiale statique plus faible du matériau, traduisant une interaction moindre entre celui-ci et l'onde hyperfréquence

En pratique, l'échantillon de la ferrite se présente sous forme massive mais également, de plus en plus fréquent sous forme de couche mince ou épaisse. Le fonctionnement de ces dispositifs repose sur l'un, voire plusieurs, des effets suivants [18]-[24]:

- **La rotation de Faraday** : une onde Transverse Electro-Magnétique (TEM) entrant dans une ferrite, aimantée suivant la direction de propagation de l'onde, est décomposée en deux ondes respectivement polarisées circulaire gauche et droite. L'une des ondes polarisées circulairement va évoluer dans le sens de la gyrorésonance, entraînant une forte interaction onde-matière. L'autre onde évoluera en sens inverse à celui de la gyrorésonance, conduisant à une faible interaction onde-matière. Cette propriété produit une rotation du plan de polarisation de l'onde TEM initiale,
- **Le phénomène de résonance gyromagnétique** : conduit à une forte absorption de l'onde électromagnétique se propageant dans le matériau, lorsqu'un champ magnétique hyperfréquence polarisé elliptiquement est perpendiculaire à la direction de l'aimantation,
- **Le déplacement des champs** : la distribution des champs hyperfréquences, transverse à la direction de propagation de l'onde électromagnétique dans le ferrite, est déplacée dans la structure de propagation, résultant en une concentration plus ou moins importante des champs dans le matériau,
- **Les effets non linéaires** : engendrés pour de forts niveaux de puissance injectés à la ferrite,
- **L'existence de modes ou ondes de spin non uniformes** : pour des ondes de faible longueur d'onde, des modes de propagation non uniformes sont excités et un déphasage spatial dans l'évolution des moments magnétiques existe. Lorsque la longueur d'onde

d'une telle onde est de l'ordre de grandeur des dimensions de l'échantillon de la ferrite, celle-ci est dite «onde magnétostatique»; le milieu étant alors aimanté uniformément à l'état statique.

II. 4. 3. Propriétés des Matériaux Ferrites [18]-[25]

Les ferrites ont des propriétés magnétiques semblables à celle des métaux ferromagnétiques. Ils se distinguent par leur moment de saturation relativement faible et par leur résistivité élevée ($10^{-5} \Omega/\text{cm}$ pour les métaux et 10^2 à plus de $10^{10} \Omega/\text{cm}$ pour les ferrites). De ce fait, ce sont pratiquement des diélectriques et on peut les utiliser sous forme de pièces massives jusqu'à des fréquences très élevées et les ondes électromagnétiques peuvent donc s'y propager.

Les ferrites sont des céramiques à base d'oxydes métalliques dérivant de la magnétite. Les différents types de structures cristallographiques (spinelle et grenat (structures cubiques) puis hexagonale) de ces milieux, ayant permis leur utilisation dans une gamme de fréquences étendue (typiquement entre 30 MHz et 100 GHz).

Les caractéristiques essentielles des ferrites sont :

a. Constante diélectrique

Les ferrites se comportent aux basses fréquences comme des diélectriques à très fortes pertes. Le pouvoir inducteur spécifique, ϵ_r , décroît rapidement lorsque la fréquence croît et paraît tendre, dans beaucoup de cas, vers une valeur limite voisine de 10.

La tangente de l'angle de pertes diélectriques ($\text{tg}\delta$) décroît dans les mêmes conditions et pour certains produits passe par un maximum local aux basses fréquences.

En hyperfréquences, les diélectriques présentent une permittivité complexe qui exprime les pertes, (Leur permittivité diélectrique relative ϵ_r , est comprise entre 10 et 15). Cette dernière

devient : $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$

On introduit la tangente de pertes diélectriques, qui est définie par : $\tan \delta = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'}$

Sa valeur, pour les ferrites massives, est excellente, de l'ordre de 10^{-4} , à 10 GHz, ce qui signifie que les ondes qui les traversent s'atténuent peu.

b. Perméabilité magnétique

On définit la perméabilité magnétique μ d'un matériau comme le rapport entre l'induction magnétique B et le champ magnétique H existant dans le matériau :

$$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$$

μ_r : est la perméabilité relative du matériau. Suivant les applications on la désigne différemment : *perméabilité initiale, perméabilité initiale complexe, perméabilité réversible ou perméabilité tensorielle.*

c. Propriétés magnétiques [22]-[25]

Lorsqu'un champ magnétique est appliqué dans le vide, des lignes de flux magnétique sont induites. Le nombre de lignes engendrées est caractérisée par l'induction magnétique B , qui donnée par la relation suivante :

$$B = \mu_0 H$$

Où μ_0 : est la perméabilité magnétique du vide ($4\pi 10^{-7}$ V.s.A⁻¹.m⁻¹).

Si le moment interne renforce le champ magnétique alors $\mu > \mu_0$, et un plus grand nombre de lignes de flux apparaît conduisant à un champ magnétique amplifié. Si par contre le moment magnétique interne s'oppose au champ, $\mu < \mu_0$.

Un matériau magnétique soumis à un champ magnétique extérieur H . L'induction magnétique B à l'intérieur du matériau est liée au champ magnétique H , à l'aimantation M (ou la magnétisation du matériau) et à l'intensité d'aimantation J de la façon suivante :

$$B = \mu_0 (H + M) = \mu_0 H + J$$

Les grandeurs J et M représentent, en fait, la densité volumique de moments magnétiques dans la matière. De plus, par définition, un milieu magnétique placé dans un champ magnétique acquiert un vecteur aimantation M tel que :

$$M = \chi H$$

Où χ est la susceptibilité magnétique du milieu.

Dans les substances de ferrite la susceptibilité magnétique devienne une susceptibilité tensorielle, qui relie la magnétisation du matériau avec le champ interne. Nous pouvons s'écrire selon l'axe Z comme suit :

$$\bar{M} = [\chi] \bar{H}$$

Où : $[\chi] = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & 0 \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ est la susceptibilité magnétique du matériau.

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad \text{et} \quad \chi_{xy} = -\chi_{yx} = j \frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

Avec : $\omega_0 = \gamma M$ et $\omega_m = \gamma H$

Où ω_0 : est appelée la fréquence de Larmor

ω : est la pulsation de l'onde hyperfréquence

γ : désigne le rapport gyromagnétique (rapport entre le moment cinétique et le moment magnétique)

Donc l'induction magnétique à l'intérieur de la ferrite est exprimée par la relation suivante :

$$B = \mu_0 (1 + [\chi]) \bar{H}$$

D'où on aura

$$B = [\mu] \bar{H}$$

Donc le tenseur de la perméabilité approprié à la ferrite selon l'axe z s'écrit comme suit :

$$[\mu] = \begin{bmatrix} \mu & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{bmatrix}$$

$$\text{Et : } \mu = \mu_0 \left(1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \quad \text{et} \quad \kappa = \mu_0 \left(\frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \right)$$

Et selon l'axe x et y sont respectivement :

$$[\mu] = \begin{bmatrix} \mu_0 & 0 & 0 \\ 0 & \mu & j\kappa \\ 0 & -j\kappa & \mu \end{bmatrix},$$

et

$$[\mu] = \begin{bmatrix} \mu & 0 & j\kappa \\ 0 & \mu & 0 \\ -j\kappa & 0 & \mu \end{bmatrix}$$

Le tenseur de perméabilité magnétique relative lié à la susceptibilité :

$$[\mu_r] = \frac{1}{\mu_0} ([1] + [\chi])$$

Où $[1]$ est la matrice identité. A partir des remarques précédentes, on montre que $[\mu_r]$ s'écrit :

$$[\mu_r] = \begin{bmatrix} \mu_r & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{rz} \end{bmatrix}$$

Quand la ferrite étant à saturation et les vecteurs M et H étant dirigés selon (Oz) , la valeur de μ_{rz} est alors maximale.

II. 4. 4. Mise en équation de problème

On a déjà vu que les ferrites sont des matériaux anisotropes où la perméabilité magnétique est un tenseur [22]. Donc les équations qui caractérisent la propagation de l'onde dans le milieu sont compliquées, si on les compare avec celles du cas où le milieu de propagation est isotrope. Dans cette étude nous allons déterminer les équations différentielles de champ électromagnétique dans le domaine spectral, cas d'un milieu ferrite, qui permet de déduire le tenseur de Green $[G]$.

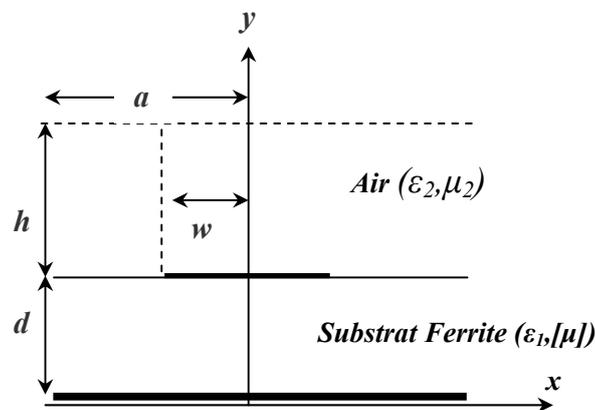


Figure II. 2 : Structure d'un microruban avec substrat de Ferrite

❖ Anisotropie du substrat selon l'axe x

Notre structure cette fois ci représente une ligne microruban (figure II. 2) avec substrat ferrite, ayant pour tenseur de perméabilité $\bar{\bar{\mu}}$, selon l'axe des x :

$$\bar{\bar{\mu}}_i = \begin{bmatrix} \mu_0 & 0 & 0 \\ 0 & \mu & j\kappa \\ 0 & -j\kappa & \mu \end{bmatrix} \dots\dots\dots(\text{II-4.1})$$

On peut écrire les équations différentielles dans le domaine spectral sous la forme suivantes :

$$\frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial y} + j\beta \tilde{E}_y = -j\omega\mu_0 \tilde{H}_x \dots\dots\dots(\text{II-4.2-a})$$

$$-j\beta \tilde{E}_x + j\alpha_n \tilde{E}_z = -j\omega(\mu \tilde{H}_y + jk \tilde{H}_z) \dots\dots\dots(\text{II-4.2-b})$$

$$-\frac{\partial \tilde{E}_x}{\partial y} - j\alpha_n \tilde{E}_y = -j\omega(-jk \tilde{H}_y + \mu \tilde{H}_z) \dots\dots\dots(\text{II-4.2-c})$$

$$\frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial y} + j\beta \tilde{H}_y = j\omega \varepsilon \tilde{E}_x \dots\dots\dots(\text{II-4.2-d})$$

$$-j\beta \tilde{H}_x + j\alpha_n \tilde{H}_z = j\omega \varepsilon \tilde{E}_y \dots\dots\dots(\text{II-4.2-e})$$

$$-j\alpha_n \tilde{H}_y - \frac{\partial \tilde{H}_x}{\partial y} = j\omega \varepsilon \tilde{E}_z \dots\dots\dots(\text{II-4.2-f})$$

$$-j\alpha_n \tilde{E}_x + \frac{\partial \tilde{E}_y}{\partial y} - j\beta \tilde{E}_z = 0 \dots\dots\dots(\text{II-4.3-a})$$

$$j\mu_0 \alpha_n \tilde{H}_x + \mu \frac{\partial \tilde{H}_y}{\partial y} - jk \frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial y} - k\beta \tilde{H}_y - j\beta \mu \tilde{H}_z = 0 \dots\dots\dots(\text{II-4.3-b})$$

On exprime ces équations en équations différentielles couplées du deuxième ordre comme suit :

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_x}{\partial y^2} + a_1 \tilde{E}_x + b_1 \tilde{H}_x = 0 \dots\dots\dots(\text{II-4.4-a})$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{H}_x}{\partial y^2} + a_2 \tilde{H}_x + b_2 \tilde{E}_x = 0 \dots\dots\dots(\text{II-4.4-b})$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_y}{\partial y^2} + a_3 \tilde{E}_y + b_3 \tilde{H}_y + c_3 \tilde{H}_z = 0 \dots\dots\dots(\text{II-4.4-c})$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{H}_y}{\partial y^2} + a_4 \tilde{H}_y + b_4 \tilde{E}_y + c_4 \tilde{E}_z = 0 \dots\dots\dots(\text{II-4.4-d})$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial y^2} + a_5 \tilde{E}_z + b_5 \tilde{H}_y + c_5 \tilde{H}_z = 0 \dots\dots\dots(\text{II-4.4-e})$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{H}_z}{\partial y^2} + a_6 \tilde{H}_z + b_6 \tilde{E}_y + c_6 \tilde{E}_z = 0 \dots\dots\dots(\text{II-4.4-f})$$

Avec :

$$a_1 = -\left(\beta^2 + \alpha_n^2 - \omega^2 \varepsilon \left(\frac{\mu^2 - k^2}{\mu}\right)\right) \dots \dots \dots (\text{II - 4.5 - a})$$

$$a_2 = -\left(\beta^2 + \alpha_n^2 \frac{\mu_0}{\mu} - \omega^2 \varepsilon \mu_0\right) \dots \dots \dots (\text{II - 4.5 - b})$$

$$a_3 = a_5 = -\left(\beta^2 + \alpha_n^2 - \omega^2 \varepsilon \mu_0\right) \dots \dots \dots (\text{II - 4.5 - c})$$

$$a_4 = a_6 = -\left(\beta^2 + \frac{\mu_0}{\mu} \alpha_n^2 - \omega^2 \varepsilon \left(\frac{\mu^2 - k^2}{\mu}\right)\right) \dots \dots \dots (\text{II - 4.5 - d})$$

$$b_1 = -j\omega \frac{\mu_0}{\mu} k \alpha_n \dots \dots \dots (\text{II - 4.6 - a})$$

$$b_2 = b_4 = j\omega \varepsilon \frac{k}{\mu} \alpha_n \dots \dots \dots (\text{II - 4.6 - b})$$

$$b_3 = -j\omega k \alpha_n \dots \dots \dots (\text{II - 4.6 - c})$$

$$b_5 = -\omega \alpha_n (\mu - \mu_0) \dots \dots \dots (\text{II - 4.6 - d})$$

$$b_6 = -\omega \varepsilon \alpha_n \left(\frac{\mu - \mu_0}{\mu}\right) \dots \dots \dots (\text{II - 4.6 - e})$$

$$c_3 = \omega \alpha_n (\mu - \mu_0) \dots \dots \dots (\text{II - 4.7 - a})$$

$$c_4 = \omega \varepsilon \alpha_n \left(\frac{\mu - \mu_0}{\mu}\right) \dots \dots \dots (\text{II - 4.7 - b})$$

$$c_5 = -j\omega k \alpha_n \dots \dots \dots (\text{II - 4.7 - c})$$

$$c_6 = j\omega \varepsilon \frac{k}{\mu} \alpha_n \dots \dots \dots (\text{II - 4.7 - d})$$

Après les simplifications mathématiques des équations précédentes, on obtient le système des équations du 4^{ème} ordre suivant :

$$\frac{\partial^4 \tilde{E}_x}{\partial y^4} + (a_1 + a_2) \frac{\partial^2 \tilde{E}_x}{\partial y^2} + (a_1 a_2 - b_1 b_2) \tilde{E}_x = 0 \dots \dots \dots (\text{II - 4.8 - a})$$

$$\frac{\partial^4 \tilde{H}_x}{\partial y^4} + (a_1 + a_2) \frac{\partial^2 \tilde{H}_x}{\partial y^2} + (a_1 a_2 - b_1 b_2) \tilde{H}_x = 0 \dots \dots \dots (\text{II - 4.8 - b})$$

$$\frac{\partial^4 \tilde{E}_y}{\partial y^4} + (a_1 + a_2) \frac{\partial^2 \tilde{E}_y}{\partial y^2} + (a_1 a_2 - b_1 b_2) \tilde{E}_y = 0 \dots \dots \dots (\text{II - 4.8 - c})$$

$$\frac{\partial^4 \tilde{H}_y}{\partial y^4} + (a_1 + a_2) \frac{\partial^2 \tilde{H}_y}{\partial y^2} + (a_1 a_2 - b_1 b_2) \tilde{H}_y = 0 \dots \dots \dots (\text{II - 4.8 - d})$$

$$\frac{\partial^4 \tilde{E}_z}{\partial y^4} + (a_1 + a_2) \frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial y^2} + (a_1 a_2 - b_1 b_2) \tilde{E}_z = 0 \dots \dots \dots (\text{II - 4.8 - e})$$

$$\frac{\partial^4 \tilde{H}_z}{\partial y^4} + (a_1 + a_2) \frac{\partial^2 \tilde{H}_z}{\partial y^2} + (a_1 a_2 - b_1 b_2) \tilde{H}_z = 0 \dots \dots \dots (\text{II - 4.8 - f})$$

La solution générale des équations différentielles de 4^{ème} ordre des composantes du champ électromagnétique est donnée par l'équation suivante :

$$\tilde{U} = A_{1,n} \cosh(\gamma_{1,n}y) + A_{2,n} \cosh(\gamma'_{1,n}y) \dots \dots \dots (\text{II - 4.9})$$

Où :

$$\gamma_{1,n} = \frac{\sqrt{-(a_1 + a_2) - ((a_1 + a_2)^2 + 4b_1b_2)^{1/2}}}{\sqrt{2}} \dots \dots \dots (\text{II - 4.10 - a})$$

$$\gamma'_{1,n} = \frac{\sqrt{-(a_1 + a_2) + ((a_1 + a_2)^2 + 4b_1b_2)^{1/2}}}{\sqrt{2}} \dots \dots \dots (\text{II - 4.10 - b})$$

On applique les conditions aux limites sur le patch et on détermine les composantes du champ électromagnétique, les équations du 2^{ème} ordre sont devenues :

$$\tilde{E}_x = A_{1,n} (\cosh(\gamma_{1,n}y) - \cosh(\gamma'_{1,n}y)) \dots \dots \dots (\text{II - 4.11 - a})$$

$$\tilde{H}_x = A_{1,n} (s_1 \cosh(\gamma_{1,n}y) - s_2 \cosh(\gamma'_{1,n}y)) \dots \dots \dots (\text{II - 4.11 - b})$$

$$\tilde{E}_z = C_{1,n} (\cos(\gamma_{1,n}y) - \cos(\gamma'_{1,n}y)) \dots \dots \dots (\text{II - 4.11 - c})$$

$$\tilde{H}_z = C_{1,n} (s_3 \cos(\gamma_{1,n}y) - s_4 \cos(\gamma'_{1,n}y)) + A_{1,n} s_5 (\cos(\gamma_{1,n}y) - \cos(\gamma'_{1,n}y)) \dots \dots \dots (\text{II - 4.11 - d})$$

Avec :

$$s_1 = -\frac{(\gamma_{1,n}^2 + a_1)}{b_1} \dots \dots \dots (\text{II - 4.12 - a})$$

$$s_2 = -\frac{(\gamma'_{1,n}^2 + a_1)}{b_1} \dots \dots \dots (\text{II - 4.12 - b})$$

$$s_3 = -\frac{(\gamma_{1,n}^2 + a_2)}{b_1} \dots \dots \dots (\text{II - 4.12 - c})$$

$$s_4 = -\frac{(\gamma'_{1,n}^2 + a_2)}{b_1} \dots \dots \dots (\text{II - 4.12 - d})$$

$$s_5 = \beta \alpha_n \frac{\mu - \mu_0}{b_1 \mu} \dots \dots \dots (\text{II - 4.12 - e})$$

Les constantes des champs $A_{1,n}(\beta)$, $B_{2,n}(\beta)$, $C_{1,n}(\beta)$ et $D_{2,n}(\beta)$ déjà déduites, donc on obtient le système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} AC_1 - AC'_1 & \alpha_n \beta sh(\gamma_{2,n}h) & 0 & -j\omega\mu_2 \gamma_{2,n} sh(\gamma_{2,n}h) \\ 0 & (k_2^2 - \beta^2) sh(\gamma_{2,n}h) & -(AC_1 - AC'_1) & 0 \\ -(s_1 AC_1 - s_2 AC'_1) & -j\omega\varepsilon_2 \gamma_{2,n} ch(\gamma_{2,n}h) & 0 & -\alpha_n \beta ch(\gamma_{2,n}h) \\ -s_5 (AC_1 - AC'_1) & 0 & -(s_3 AC_1 - s_4 AC'_1) & (k_2^2 - \beta^2) ch(\gamma_{2,n}h) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{1,n} \\ B_{2,n} \\ C_{1,n} \\ D_{2,n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -\tilde{J}_z \\ \tilde{J}_x \end{bmatrix} \quad (\text{II - 4.13})$$

Avec :

$$AC_1 = ch(\gamma_{1,n}d) \dots \dots \dots (\text{II - 4.14 - a})$$

$$AC'_1 = ch(\gamma'_{1,n}d) \dots \dots \dots (\text{II - 4.14 - b})$$

La résolution de ce système permet d'évaluer le tenseur de Green :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_z \\ \tilde{E}_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{11}(\alpha_n, \beta) & G_{12}(\alpha_n, \beta) \\ G_{21}(\alpha_n, \beta) & G_{22}(\alpha_n, \beta) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{J}_z \\ \tilde{J}_x \end{bmatrix} \dots\dots\dots(\text{II-4.15})$$

Avec :

$$G_{11}(\alpha_n, \beta) = -\frac{1}{\delta} \left(\alpha_n \beta + j\omega\mu_2\gamma_{2,n} \text{th}(\gamma_{2,n}h) \frac{(s_1 AC_1 - s_2 AC_1')}{(AC_1 - AC_1')} \right) \dots\dots\dots(\text{II-4.16-a})$$

$$G_{12}(\alpha_n, \beta) = \frac{1}{\delta} \left((k_2^2 - \beta^2) - j\omega\mu_2\gamma_{2,n} s_3 \text{th}(\gamma_{2,n}h) \right) \dots\dots\dots(\text{II-4.16-b})$$

$$G_{21}(\alpha_n, \beta) = \frac{1}{\delta} (k_2^2 - \alpha_n^2) \dots\dots\dots(\text{II-4.16-c})$$

$$G_{22}(\alpha_n, \beta) = \frac{1}{\delta} \left(-\alpha_n \beta + j\omega\mu_2\gamma_{2,n} \text{th}(\gamma_{2,n}h) \frac{(s_3 AC_1 - s_4 AC_1')}{AC_1 - AC_1'} \right) \dots\dots\dots(\text{II-4.16-d})$$

$$\delta = j\omega\varepsilon_2\gamma_{2,n} \coth(\gamma_{2,n}h) + s_5 (\gamma_{2,n}^2 - \beta^2) - \alpha_n \beta \frac{(a_1 - a_2)}{b_1} - j\omega\mu_2\gamma_{2,n} \text{th}(\gamma_{2,n}h) \left[\frac{(s_1 AC_1 - s_2 AC_1')(s_3 AC_1 - s_4 AC_1')}{(AC_1 - AC_1')} \right] \dots\dots\dots(\text{II-4.17})$$

On applique la méthode des moments associée à la procédure de *Galerkin* dans le domaine de Fourier. Donc la résolution de l'équation du champ relie la densité du courant sur le patch, exprimées selon les fonctions de base qui sont données dans la première partie de ce chapitre, ce qui nous mène à l'évaluation des éléments du tenseur de Green:

$$C_{q',p}^{1,1} = \sum_{p=1}^M G_{11}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{x,p} \cdot \tilde{J}_{z,q'}^* \dots\dots\dots(\text{II-4.18-a})$$

$$C_{q',p}^{1,2} = \sum_{q=1}^N G_{12}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{z,q} \cdot \tilde{J}_{z,q'}^* \dots\dots\dots(\text{II-4.18-b})$$

$$C_{q',p}^{2,1} = \sum_{p=1}^M G_{21}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{x,p} \cdot \tilde{J}_{x,p'}^* \dots\dots\dots(\text{II-4.18-c})$$

$$C_{q',p}^{2,2} = \sum_{q=1}^N G_{22}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{z,q} \cdot \tilde{J}_{x,p'}^* \dots\dots\dots(\text{II-4.18-d})$$

Pour trouver une solution non triviale de l'équation (II-4.18), nous devons avoir donc,

$$\det[C(\beta)] = 0 \dots\dots\dots(\text{II-4.19})$$

II. 5. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons cité les différentes techniques de modélisation des lignes planaires. Nous avons également modélisé deux cas de structure : une implantée sur substrat isotrope, et la deuxième implantée sur substrat ferrite. L'utilisation de la méthode d'approche dans le domaine spectral (SDA), la mise sous forme matricielle de l'ensemble des équations représentant les composantes des champs figurant dans notre structure, ainsi qu'une technique

efficace pour la dérivation de la fonction spectral de Green nous a permis l'obtention de la constante de propagation selon une résolution numérique basée sur la technique de *Galerkin* dans le domaine de Fourier. Ce qui nous a permis une évaluation générale de l'effet dispersif de nos cas de structures

Chapitre III

MODELISATION D'UN RESONATEUR PLANAIRE

III. 1. Introduction

*III. 2. Méthodes numériques pour l'analyse des
résonateurs planaires*

*III. 3. Modélisation d'un résonateur implanté sur
substrats diélectriques*

III. 4. Conclusion

III. 1. INTRODUCTION

Ce chapitre est en premier une présentation des différentes méthodes d'analyse appliquées aux résonateurs microbandes. Ensuite nous modélisons, dans le domaine spectral un résonateur constitué d'un conducteur de forme rectangulaire, implanté sur substrats diélectriques (cas isotrope et anisotrope).

Cette modélisation consiste à vérifier les conditions aux limites du champ électromagnétique sur les différents plans de discontinuité. La résolution des équations, établies aux limites, nous a permis de décrire le champ sur la plaque conductrice (le patch) en fonction de la densité de courant. La fonction tensorielle de Green, liant les champs avec les courants de conduction au plan conducteur, a été déduite. La procédure de *Galerkin* était notre outil mathématique dans la résolution numérique pour déterminer les courants surfaciques ainsi que la fréquence de résonance.

III. 2. METHODES NUMERIQUES POUR L'ANALYSE DES RESONATEURS PLANAIRES

Plusieurs méthodes d'analyse des structures microrubans (microstripe) ont été utilisées, ces derniers sont partiellement réussies pour la caractérisation des antennes planaires. Car elles sont très différentes quant aux principes et limitations. Nous pourrions les classer en deux catégories principales : *Méthodes Analytiques* et les *Méthodes Rigoureuses*.

III. 2. 1. Les Méthodes Analytiques

Elles prennent en compte au départ la nature des phénomènes physiques, ce qui permet d'effectuer des approximations, permettant la modélisation du modèle en question. En premier lieu parmi ces méthodes, on peut citer quelques unes :

a. Le modèle de la ligne de transmission [21]

Le Modèle de la ligne de transmission est le plus simple. Il donne de bonnes interprétations physiques mais modélise difficilement le couplage. Cette méthode est la moins précise de toutes les autres et manque de souplesse. Cependant elle donne un bon aperçu physique du fonctionnement de l'antenne. Cela nous permet une analyse d'un réseau de lignes de transmission est utilisée pour résoudre le problème ou les inconnus sont la constante de propagation et l'impédance caractéristique.

- Le modèle de la ligne de transmission représente l'antenne microstripe par deux ouvertures rayonnantes séparées par une ligne de longueur L et de faible impédance.
- Les dimensions finies du patch font que le champ à ses extrémités se déforme par effet de bords.
- La quantité d'énergie rayonnée est fonction des dimensions du patch et de l'épaisseur du substrat qui le sépare du plan de masse.
- Dans le plan E , les effets de bords sont fonction du rapport entre la longueur L du patch, la hauteur h du substrat et la permittivité relative ϵ_r du diélectrique.
- Une partie du champ E est contenue dans le substrat et une partie traverse l'air. Ce qui introduit une constante diélectrique effective ϵ_{eff}
- La constante diélectrique effective est définie comme étant la permittivité relative d'un diélectrique fictif qui contiendrait toute l'antenne de sorte que la totalité du champ soit contenue dans ce diélectrique, l'antenne conservant toutes ses caractéristiques électriques et notamment son coefficient de rayonnement.
- L'impédance d'entrée d'une antenne par conséquent est un paramètre important à connaître afin de créer un couplage de réseau efficace pour donner un maximum de puissance transférée.
- Le facteur de qualité, la bande passante et le rendement, sont les paramètres déterminants d'une antenne. Le facteur de qualité est un paramètre qui représente les pertes de l'antenne. Ces pertes peuvent être ohmiques, diélectriques, par onde de surface ou par rayonnement.
- La bande passante dépend de l'épaisseur du substrat et augmente lorsque celle-ci augmente du fait de sa dépendance avec le coefficient de pertes dues à la radiation.
- Le gain de l'antenne caractérise la répartition de la puissance émise par l'antenne par rapport à une antenne de référence.

b. La modèle de la cavité simple

Le modèle de la cavité simple est quant à lui plus précis que le modèle de la ligne de transmission mais en même temps plus complexe. Cependant il donne une bonne interprétation physique, mais approche aussi difficilement le couplage bien qu'il donne de bons résultats.

Le modèle de la cavité utilisant le courant d'alimentation uniforme donne de bons résultats seulement pour les épaisseurs du substrat inférieur à $0.001\lambda_0$ (λ_0 : la longueur d'onde dans le vide). A la jonction cavité-sonde coaxiale (*Modematching*) peut être utilisée pour traiter des épaisseurs autour de $0.04 \lambda_0$.

La structure peut être assimilée à une cavité limitée en haut par une plaque conductrice, en bas par un plan de masse et entourée par une surface latérale, ainsi la conception est faite de telle sorte à confiner les champs sous la plaque conductrice. Dans cette méthode l'inconnue serait le système des modes propagatives et leurs fréquences de résonance [34].

II. 2. 2. Les Méthodes Rigoureuses [21]-[26]

Lorsqu'elles sont appliquées correctement, le modèle électromagnétique est très précis, très souple et traite les éléments isolés aussi bien que les réseaux finis et infinis, les réseaux empilés, les formes arbitraires et le couplage. Cependant c'est le modèle le plus complexe. Les méthodes rigoureuses sont des méthodes d'analyse numériques qui sont les plus utilisées récemment. Parmi ces derniers, on a :

- La méthode aux différences finies;
- La méthode des éléments finis;
- Le système d'équations intégrales couplées, discrétisées par la méthode des moments;
- La méthode spectrale, qui correspond à la transformée de fourrier de la méthode de l'équation d'intégrale.

a. Méthode des moments

La méthode des moments est une technique numérique qui permet de résoudre efficacement le système d'équations intégrales en le transformant en un système matriciel résolu par ordinateur. La méthode des moments est adoptée pour l'analyse des antennes microruban dont les inconnues sont les constantes sur la plaque de l'antenne. L'idée de cette méthode est de développer la densité de courants surfaciques.

La procédure de *Galerkin* est aussi utilisée pour discrétiser l'équation intégrale pour la ramener à un système linéaire d'équation algébrique qui lie la transformation de Fourier du champ et du courant dans le ruban conducteur.

Pour résoudre l'équation intégrale on utilise la méthode des moments (procédure de Galerkin), la convergence numérique utilise des fonctions de base sinusoïdales (fonction d'essai), en tenant compte des conditions aux limites sur l'élément rayonnant, les courants électriques inconnus, les fréquences de résonances complexes seront déterminés, on dit à ce moment que l'équation caractéristique du système linéaire est résolue, les autres caractéristiques de l'antenne seront directement obtenues [28].

b. Méthode d'analyse spectrale

Notre étude ici est basée sur la méthode de *Full-Wave analysis*, ce modèle prend en considération l'équation intégrale du champ électrique (EFIE), dans le domaine spectral. Ce qui consiste à :

- L'application des transformés de Fourier sur le champ électrique qui tient compte du rayonnement et de l'effet des ondes de surface.
- La détermination d'une relation linéaire entre les composantes tangentielles du champ et courant électrique sur le patch sous forme de tenseur de Green, qui peut être déterminé par différentes techniques.
- L'introduction des fonctions de Green tensorielles qui seront pour inverser l'opérateur différentiel associé à une grandeur vectorielle (équation d'onde du champ électromagnétique) et scalaire (équation de Poisson pour le potentiel).

La méthode d'analyse spectrale est d'actualité, nous permet donc de réduire le problème vectoriel tridimensionnel en un problème bidimensionnel. Elle n'est pas limitée par les conditions classiques telles que la faible épaisseur du substrat et une constante diélectrique faible.

Cette méthode est considérée comme étant la plus rigoureuse, malgré qu'elle est un peu coûteuse, du point de vue temps de calcul et précision exigée sur la détermination des éléments de la matrice associée. On a la possibilité d'inclure dans l'analyse l'effet des différents paramètres tels que la faible épaisseur du substrat, la constante diélectrique, les pertes par conducteur et diélectrique et les dimensions finies du plan masse.

La solution obtenue est d'autant plus proche et plus exacte lorsque la fonction de base modélise bien la variation réelle des courants surfaciques.

III. 3. MODELISATION D'UN RESONATEUR IMPLANTE SUR SUBSTRATS DIELECTRIQUES (Cas : isotrope et uniaxialement anisotrope)

La modélisation mathématique du résonateur microbande de base a été initialement effectuée par l'application de l'analogie des lignes de transmission au patch rectangulaire simple. La méthode spectrale a été choisie pour modéliser ce résonateur, objet de notre étude. Une des caractéristiques essentielles de cette méthode est son utilisation dans le domaine des transformées de Fourier.

La mise en œuvre de cette méthode consiste à écrire, dans chaque milieu de la structure, les champs électromagnétiques sous la forme de transformée de Fourier. En tenant compte des courants sur les rubans. Les conditions de continuité aux interfaces permettent de déduire une

relation entre les transformées de Fourier des composantes tangentielles des champs électromagnétiques et les transformées de Fourier des courants surfaciques. Cette relation mène à l'évaluation du tenseur spectral de Green, pour cela une autre procédure appliquée pour déterminer les inconnues qui apparaissent dans l'expression du tenseur. La résolution de ce problème permet d'obtenir la fréquence de résonance qui est le l'objectif de notre étude.

Nous proposons dans ce travail une structure simple pour évaluer le tenseur de Green et déduire la fréquence de résonance du résonateur microbande. Nous considérons en premier lieu une antenne à patch rectangulaire avec un substrat isotrope et ensuite, l'effet de l'anisotropie sera étudié pour un résonateur implanté sur substrat uniaxialement anisotrope

Dans ce qui va suivre nous allons supposé que :

- *Le milieu non chargé ($\rho = 0$)*
- *La densité de courant nulle (la structure n'est pas soumise à une excitation externe)*
- *Tous les milieux sont non magnétiques, ce qui implique une perméabilité constante égale à μ_0*
- *l'épaisseur du conducteur a une épaisseur négligeable.*

III. 3. 1. Mise en équation de problème

III. 3. 1 .1. Présentation de la structure étudiée

La figure (III-1) : montre la géométrie d'un patch rectangulaire de longueur ' a ' et de largeur ' b ' imprimé entre deux milieux, l'un est un substrat diélectrique et l'autre c'est le milieu de l'air.

Le milieu (1) est isotrope diélectrique d'épaisseur d_1 , de constante diélectrique ϵ_1 et de perméabilité μ_0 .

Le milieu (2) est une couche de l'air caractérisé par l'épaisseur d_2 et de permittivité relative $\epsilon_r=1$

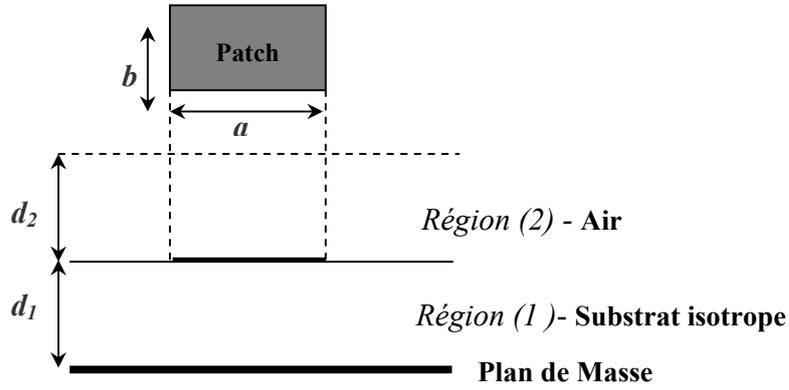


Figure III. 1: Géométrie d'un résonateur microbande rectangulaire imprimée sur substrat isotrope

III. 3. 1 .2. Détermination des composantes longitudinales selon les modes TM et TE

L'écriture des équations de Maxwell reliant le champ électrique et le champ magnétique dans le domaine spectral.

La séparation des modes *TE* et *TM* revient à exprimer les composantes transversales du E_x, E_y, H_x et H_y en fonction des composantes normales E_z et H_z après l'application de la transformée de Fourier dans le domaine spectral :

On obtient les composantes transversales du champ dans le domaine spectral :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{E}_x = j \frac{k_x}{k_s^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z + \frac{\omega \mu k_y}{k_s^2} \tilde{H}_z = \tilde{E}_x(k_s, z) \dots \dots \dots (III.1-a) \\ \tilde{E}_y = j \frac{k_y}{k_s^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z - \frac{\omega \mu k_x}{k_s^2} \tilde{H}_z = \tilde{E}_y(k_s, z) \dots \dots \dots (III.1-b) \\ \tilde{H}_x = j \frac{k_x}{k_s^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z - \frac{\omega \epsilon k_y}{k_s^2} \tilde{E}_z = \tilde{H}_x(k_s, z) \dots \dots \dots (III.1-c) \\ \tilde{H}_y = j \frac{k_y}{k_s^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z + \frac{\omega \epsilon k_x}{k_s^2} \tilde{E}_z = \tilde{H}_y(k_s, z) \dots \dots \dots (III.1-d) \end{array} \right.$$

$$\text{Avec : } k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \omega^2 \epsilon \mu_0 \dots \dots \dots (III.2-a)$$

$$k_s^2 = k_x^2 + k_y^2 \dots \dots \dots (III.2-b)$$

$$k_z^2 = -\frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

On peut écrire les équations (III.1-a, b, c et d) sous une forme matricielle compacte comme suit :

$$\frac{1}{k_s} \cdot \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{E}_x(k_s, z) \\ \tilde{E}_y(k_s, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j \frac{1}{k_s} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z(k_s, z) \\ \frac{1}{k_s} \omega \mu \tilde{H}_z(k_s, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_s^e(k_s, z) \\ \tilde{E}_s^h(k_s, z) \end{bmatrix} \dots \dots \dots \text{(III.3-a)}$$

$$\tilde{\bar{E}} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x(k_s, z) \\ \tilde{E}_y(k_s, z) \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \cdot \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E^e \\ E^h \end{bmatrix} \dots \dots \dots \text{(III.3-b)}$$

Avec : $\bar{e} = \begin{bmatrix} E^e \\ E^h \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_s^e(k_s, z) \\ \tilde{E}_s^h(k_s, z) \end{bmatrix} \dots \dots \dots \text{(III.3-c)}$

$$\frac{1}{k_s} \cdot \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{H}_y(k_s, z) \\ \tilde{H}_x(k_s, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\omega \mathcal{E}}{k_s} \tilde{H}_z(k_s, z) \\ j \frac{1}{k_s} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z(k_s, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{H}_s^e(k_s, z) \\ \tilde{H}_s^h(k_s, z) \end{bmatrix} \dots \dots \dots \text{(III.4-a)}$$

$$\tilde{\bar{H}} = \begin{bmatrix} \tilde{H}_y(k_s, z) \\ -\tilde{H}_x(k_s, z) \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \cdot \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} H^e \\ H^h \end{bmatrix} \dots \dots \dots \text{(III.4-b)}$$

Avec : $\bar{h} = \begin{bmatrix} H^e \\ H^h \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{H}_s^e(k_s, z) \\ \tilde{H}_s^h(k_s, z) \end{bmatrix} \dots \dots \dots \text{(III.4-c)}$

A partir de l'équation de propagation suivante :

$$\nabla^2 \bar{E} + \omega^2 \varepsilon \mu \bar{E} = 0 \Rightarrow \frac{\partial^2 \tilde{\bar{E}}}{\partial z^2} + k_z^2 \tilde{\bar{E}} = 0 \dots \dots \dots \text{(III.5)}$$

La forme générale de \tilde{E} et \tilde{H} sont exprimées par les relations suivantes :

$$\tilde{E}_z = A_1(k_s) \cdot e^{jk_z^e \cdot z} + B_1(k_s) \cdot e^{-jk_z^e \cdot z} \dots \dots \dots \text{(III.6-a)}$$

$$\tilde{H}_z = A_2(k_s) \cdot e^{jk_z^h \cdot z} + B_2(k_s) \cdot e^{-jk_z^h \cdot z} \dots \dots \dots \text{(III.6-b)}$$

En remplaçant les équations (III.6-a) et (III.6-b) dans (III.3-c) et (III.4-c) nous obtenons :

$$\tilde{E}_s = \begin{bmatrix} -\frac{k_z^e}{k_s} \cdot A^e(k_s) \\ \frac{\omega\mu}{k_s} \cdot A^h(k_s) \end{bmatrix} \cdot e^{j\bar{k}_z \cdot z} + \begin{bmatrix} \frac{k_z^e}{k_s} \cdot B^e(k_s) \\ \frac{\omega\mu}{k_s} \cdot B^h(k_s) \end{bmatrix} \cdot e^{-j\bar{k}_z \cdot z} \dots\dots\dots(\text{III.7-a})$$

$$\tilde{H}_s = \begin{bmatrix} \frac{\omega\varepsilon}{k_z^e} & 0 \\ 0 & \frac{k_z^h}{\omega\mu} \end{bmatrix} \cdot \left\{ \begin{bmatrix} -\frac{k_z^e}{k_s} \cdot A^e(k_s) \\ \frac{\omega\mu}{k_s} \cdot A^h(k_s) \end{bmatrix} \cdot e^{j\bar{k}_z \cdot z} - \begin{bmatrix} \frac{k_z^e}{k_s} \cdot B^e(k_s) \\ \frac{\omega\mu}{k_s} \cdot B^h(k_s) \end{bmatrix} \cdot e^{-j\bar{k}_z \cdot z} \right\} \dots\dots\dots(\text{III.7-b})$$

$$\tilde{E}_s = A(k_s) \cdot e^{j\bar{k}_z \cdot z} + B(k_s) \cdot e^{-j\bar{k}_z \cdot z} \dots\dots\dots(\text{III.8-a})$$

$$\tilde{H}_s = \bar{g}(k_s) \cdot \left[A(k_s) \cdot e^{j\bar{k}_z \cdot z} - B(k_s) \cdot e^{-j\bar{k}_z \cdot z} \right] \dots\dots\dots(\text{III.8-b})$$

$$A(k_s) = \begin{bmatrix} -\frac{k_z^e}{k_s} \cdot A^e(k_s) \\ \frac{\omega\mu}{k_s} \cdot A^h(k_s) \end{bmatrix} \dots\dots\dots(\text{III.9-a})$$

$$B(k_s) = \begin{bmatrix} \frac{k_z^e}{k_s} \cdot B^e(k_s) \\ \frac{\omega\mu}{k_s} \cdot B^h(k_s) \end{bmatrix} \dots\dots\dots(\text{III.9-b})$$

$$\bar{g}(k_s) = \begin{bmatrix} \frac{\omega\varepsilon}{k_z} & 0 \\ 0 & \frac{k_z}{\omega\mu} \end{bmatrix} = \text{diag}[g^e(k_s), g^h(k_s)] = \text{diag}\left[\frac{\omega\varepsilon}{k_z}, \frac{k_z}{\omega\mu}\right] \dots\dots\dots(\text{III.9-c})$$

$$\bar{g}_0(k_z) = \begin{bmatrix} \frac{\omega\varepsilon_0}{k_{z_0}} & 0 \\ 0 & \frac{k_{z_0}}{\omega\mu_0} \end{bmatrix} \dots\dots\dots(\text{III.9-d})$$

$$k_z^2 = k_0^2 - k_s^2,$$

$$k_s^2 = k_x^2 - k_y^2,$$

$\bar{g}(k_s)$: Admittance caractéristique des modes

$\bar{g}_0(k_z)$: Admittance de vide

k_z : Constante de propagation des ondes TE et TM dans le substrat.

k_x : Constante de propagation selon X.

k_y : Constante de propagation selon Y.

k_s : Vecteur d'onde transverse.

k_0 : Constante de propagation dans le vide.

III. 3. 1 .3. Présentation du champ électrique en fonction de courant

Le champ électrique $\tilde{E}_s(k_s, z)$ sur l'interface de la plaque rayonnante est lié au courant \tilde{J} dans le domaine spectral :

$$\tilde{E}_s(k_s, z) = \overline{G}(k_s) * \tilde{J}(k_s) \dots \dots \dots (III.10)$$

D'où $\overline{G}(k_s)$: est le tenseur spectral de Green qui relie le champ électrique tangentiel avec le courant dans le plans du patch.

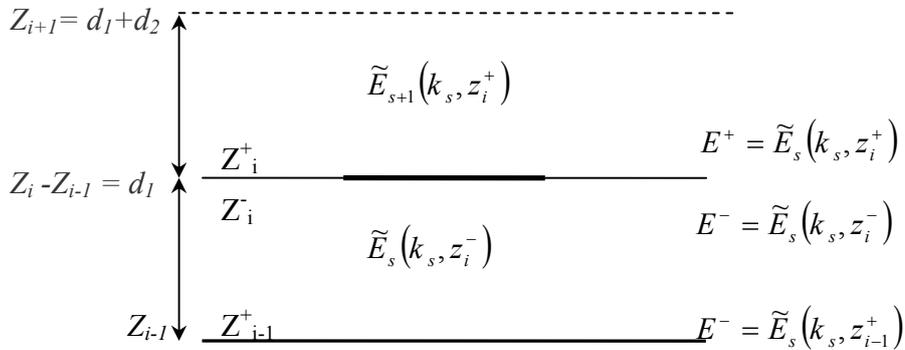


Figure III.2 : Distribution du champ électrique a l'intérieur de la structure

a. Condition aux limites

L'onde se propage dans une région qui est limitée entre les plans Z_{i-1} et Z_i , donc les composantes tangentielles du champ électrique et magnétique dans la région Z_{i-1} et Z_i sont :

$$\begin{cases} E^- = \tilde{E}_s(k_s, z_{i-1}^+) \\ H^- = \tilde{H}_s(k_s, z_{i-1}^+) \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} E^+ = \tilde{E}_s(k_s, z_i^-) \\ H^+ = \tilde{H}_s(k_s, z_i^-) \end{cases}$$

En écrivant les équations (III.8-a) et (III.8-b) dans les plans de propagation Z_{i-1} et Z_i ,

$$\begin{cases} E^- = A(k_s) \cdot e^{jk_z \cdot z_{i-1}^+} + B(k_s) \cdot e^{-jk_z \cdot z_{i-1}^+} \dots \dots \dots (III.11-a) \\ H^- = \bar{g}_i(k_s) \cdot [A(k_s) \cdot e^{jk_z \cdot z_{i-1}^+} - B(k_s) \cdot e^{-jk_z \cdot z_{i-1}^+}] \dots \dots \dots (III.11-b) \end{cases}$$

Donc nous obtenons les expressions du champ électrique et magnétique suivantes :

$$\begin{cases} E^+ = \tilde{E}_s(k_s, z_i^-) = E^- \cos(k_{z_i} \cdot d_1) - j[\bar{g}_i(k_s)]^{-1} \cdot H^- \sin(k_{z_i} \cdot d_1) \dots \dots \dots \text{(III.12-a)} \\ H^+ = \tilde{H}_s(k_s, z_i^-) = H^- \cos(k_{z_i} \cdot d_1) - j\bar{g}_i(k_s) \cdot E^- \cdot \sin(k_{z_i} \cdot d_1) \dots \dots \dots \text{(III.12-b)} \end{cases}$$

Et en remplaçant E^- et H^- par ses valeurs on a donc les deux équations suivantes :

$$\begin{cases} \tilde{E}_s(k_s, z_i^-) = \tilde{E}_s(k_s, z_{i-1}^+) \cos(k_{z_i} \cdot d_1) - j\bar{g}_i(k_s)^{-1} \cdot \tilde{H}_s(k_s, z_{i-1}^+) \sin(k_{z_i} \cdot d_1) \dots \dots \dots \text{(III.13-a)} \\ \tilde{H}_s(k_s, z_i^-) = \tilde{H}_s(k_s, z_{i-1}^+) \cos(k_{z_i} \cdot d_1) - j\bar{g}_i(k_s)^{-1} \cdot \tilde{E}_s(k_s, z_{i-1}^+) \sin(k_{z_i} \cdot d_1) \dots \dots \dots \text{(III.13-b)} \end{cases}$$

Et nous exprimons \tilde{E}_s et \tilde{H}_s sous forme matricielle:

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_s(k_s, z_i^-) \\ \tilde{H}_s(k_s, z_i^-) \end{bmatrix} = \bar{T}_i \cdot \begin{bmatrix} \tilde{E}_s(k_s, z_{i-1}^+) \\ \tilde{H}_s(k_s, z_{i-1}^+) \end{bmatrix} \dots \dots \dots \text{(III.14)}$$

b. Conditions de continuité

- Si l'interface $Z=Z_i$, ne contient pas des charges donc on a une continuité des composantes tangentielles du champ électrique \tilde{E}_s et du champ magnétique \tilde{H}_s :

$$\begin{cases} \tilde{E}_s(k_s, z_i^-) = \tilde{E}_s(k_s, z_i^+) \\ \tilde{H}_s(k_s, z_i^-) = \tilde{H}_s(k_s, z_i^+) \end{cases} \dots \dots \dots \text{(III.15)}$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_s(k_s, z_i^+) \\ \tilde{H}_s(k_s, z_i^+) \end{bmatrix} = \bar{T}_i \cdot \begin{bmatrix} \tilde{E}_s(k_s, z_{i-1}^+) \\ \tilde{H}_s(k_s, z_{i-1}^+) \end{bmatrix} \dots \dots \dots \text{(III.16)}$$

$$\bar{T}_i = \begin{bmatrix} \bar{T}_{i11} & \bar{T}_{i12} \\ \bar{T}_{i21} & \bar{T}_{i22} \end{bmatrix} \dots \dots \dots \text{(III.17)}$$

Avec :

$$\bar{T}_{i11} = \bar{T}_{i22} = \begin{bmatrix} \cos(k_{z_i} \cdot d_1) & 0 \\ 0 & \cos(k_{z_i} \cdot d_1) \end{bmatrix} \dots \dots \dots \text{(III.18-a)}$$

$$\bar{T}_{i12} = -j \sin(k_{z_i} \cdot d_1) \times [\bar{g}_i(k_s)]^{-1} = \begin{bmatrix} -j \frac{k_{z_i}}{\omega \epsilon} \sin(k_{z_i} \cdot d_1) & 0 \\ 0 & -j \frac{\omega \mu}{k_{z_i}} \sin(k_{z_i} \cdot d_1) \end{bmatrix} \dots \dots \dots \text{(III.18-b)}$$

$$\bar{T}_{i21} = -j \sin(k_{z_i} \cdot d_1) \times [\bar{g}_i(k_s)] = \begin{bmatrix} -j \frac{\omega \epsilon}{k_{z_i}} \sin(k_{z_i} \cdot d_1) & 0 \\ 0 & -j \frac{k_{z_i}}{\omega \mu} \sin(k_{z_i} \cdot d_1) \end{bmatrix} \dots \dots \dots \text{(III.18-c)}$$

- Si l'interface $Z=Z_i$ est chargée, donc la densité du courant induite par la composante tangentielle du champ magnétique est:

$$\begin{aligned}\vec{n} \wedge \vec{H}_T &= \vec{J}_s \\ \vec{n} \wedge (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) &= \vec{0}\end{aligned}$$

A l'interface $Z=Z_i$:

$$\vec{J}_s = \vec{n} \wedge (\vec{H}(z_i^-) - \vec{H}(z_i^+)) \dots \dots \dots (III.19)$$

D'où la transformée de Fourier de la densité surfacique du courant \vec{J}_s sur le patch est donnée par :

$$\begin{cases} H_y(z_i^-) - H_y(z_i^+) = \tilde{J}_x \\ H_x(z_i^-) - H_x(z_i^+) = -\tilde{J}_y \end{cases} \dots \dots \dots (III.20-a)$$

$$\begin{bmatrix} H_y(z_i^-) \\ -H_x(z_i^-) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} H_y(z_i^+) \\ -H_x(z_i^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \dots \dots \dots (III.20-b)$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{H}^e(k_s, z_i^-) \\ \tilde{H}^h(k_s, z_i^-) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \tilde{H}^e(k_s, z_i^+) \\ \tilde{H}^h(k_s, z_i^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{J}^e(k_s) \\ \tilde{J}^h(k_s) \end{bmatrix}$$

Avec :

$$\frac{1}{k_s} \cdot \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(k_s) \\ \tilde{J}_y(k_s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{J}^e(k_s) \\ \tilde{J}^h(k_s) \end{bmatrix} = \tilde{J}_s(k_s) \dots \dots \dots (III.21-a)$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{H}^e(k_s, z_i^+) \\ \tilde{H}^h(k_s, z_i^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{H}^e(k_s, z_i^-) \\ \tilde{H}^h(k_s, z_i^-) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \tilde{J}_s^e(k_s) \\ \tilde{J}_s^h(k_s) \end{bmatrix} \dots \dots \dots (III.21-b)$$

Donc on a le système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{s+1}^e(k_s, z_i^+) \\ \tilde{H}_{s+1}^e(k_s, z_i^+) \end{bmatrix} = \bar{T}_i^e \begin{bmatrix} \tilde{E}_s^e(k_s, z_{i-1}^+) \\ \tilde{H}_s^e(k_s, z_{i-1}^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{J}_s^e(k_s) \end{bmatrix} \dots \dots \dots (III.22-a)$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{s+1}^h(k_s, z_i^+) \\ \tilde{H}_{s+1}^h(k_s, z_i^+) \end{bmatrix} = \bar{T}_i^h \begin{bmatrix} \tilde{E}_s^h(k_s, z_{i-1}^+) \\ \tilde{H}_s^h(k_s, z_{i-1}^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{J}_s^h(k_s) \end{bmatrix} \dots \dots \dots (III.22-b)$$

On peut écrire :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{s+1}(k_s, z_i^+) \\ \tilde{H}_{s+1}(k_s, z_i^+) \end{bmatrix} = \bar{T}_i \begin{bmatrix} \tilde{E}_s(k_s, z_{i-1}^+) \\ \tilde{H}_s(k_s, z_{i-1}^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{J}_s(k_s) \end{bmatrix} \dots \dots \dots (III.23)$$

Région I : région de masse, $Z=0$

Est un conducteur parfait donc le champ électrique tangentiel totale est égal a zéro.

$$\tilde{E}_s(k_s, z_{i-1}^+) = 0 \Rightarrow A(k_s) + B(k_s) = 0 \Rightarrow A(k_s) = -B(k_s) \dots \dots \dots (III.24-a)$$

Région II : région du substrat diélectrique, l'interface $Z=Z_i$

$Z_{i-1}^+ \langle Z \rangle Z_i^+$:

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{s+1}(k_s, z_i^+) \\ \tilde{H}_{s+1}(k_s, z_i^+) \end{bmatrix} = \bar{T}_i \begin{bmatrix} \tilde{E}_s(k_s, z_{i-1}^+) \\ \tilde{H}_s(k_s, z_{i-1}^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{J}_s(k_s) \end{bmatrix} \dots \dots \dots (III.24-b)$$

$Z_{i-1}^+ \langle Z \rangle Z_i^-$:

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_s(k_s, z_i^-) \\ \tilde{H}_s(k_s, z_i^-) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \tilde{E}_{s+1}(k_s, z_i^+) \\ \tilde{H}_{s+1}(k_s, z_i^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{s+1}(k_s, z_i^+) \\ \tilde{H}_{s+1}(k_s, z_i^+) \end{bmatrix} = \bar{T}_i \begin{bmatrix} \tilde{E}_s(k_s, z_{i-1}^+) \\ \tilde{H}_s(k_s, z_{i-1}^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_s(k_s, z_i^-) \\ \tilde{H}_s(k_s, z_i^-) \end{bmatrix} \dots \dots \dots (III.24-c)$$

Région III : région de l'Air, $Z > Z_i$ et $Z \rightarrow \infty$:

$$\tilde{H}_{s+1}(k_s, z_{i+1}^+) = \bar{g}_{i+1}(k_s) * \tilde{E}_{s+1}(k_s, z_{i+1}^+) \dots \dots \dots (III.24-d)$$

Avec :

$\tilde{E}_s^e, \tilde{E}_s^h, \tilde{H}_s^e, \tilde{H}_s^h, \tilde{J}_s^e$ et \tilde{J}_s^h sont les transformée de Fourier des composantes de E_s, H_s, J_s respectivement.

Et

$$\bar{g}_{i+1}(k_s) = \text{diag} \left[\frac{\omega \epsilon_0}{k_{0z}}, \frac{k_{0z}}{\omega \mu_0} \right]$$

$$k_{0z} = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$$

III. 3. 1. 4. Détermination du tenseur spectral de Green

Le tenseur spectral de Green $\bar{G}(k_s)$ relie le champ électrique tangentiel avec le courant dans le plan du patch.

D'après les conditions aux limites, on déduit l'expression suivante qui donne la relation qui reliant le courant sur le patch $\tilde{J}(k_s)$ au champ électrique tangentiel $\tilde{E}(k_s, z)$:

$$\tilde{E}_s(k_s, z) = \bar{G}(k_s) * \tilde{J}(k_s) \dots \dots \dots (III.25)$$

Où : $\tilde{E} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix}$, $\tilde{J}_s(k_s) = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix}$ et $\bar{G}(k_s) = \begin{bmatrix} G_{xx} & G_{xy} \\ G_{yx} & G_{yy} \end{bmatrix}$

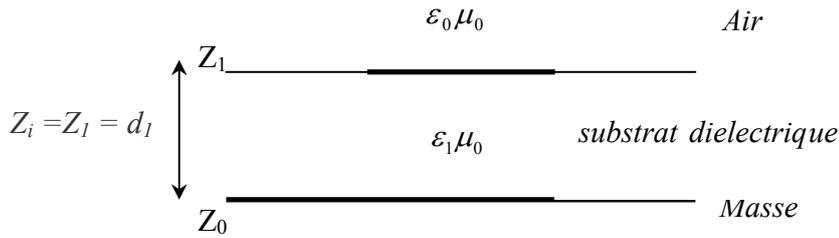
On obtient le tenseur de Green \bar{Q} qui relie le champ électrique tangentiel \tilde{e} avec le courant \tilde{J}_s dans le plan du patch

$$\tilde{e} = \bar{Q} \cdot \tilde{J}_s \dots \dots \dots (III.26)$$

$$\bar{G}(k_s) = \frac{1}{k_s} \cdot \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \bar{Q} \cdot \frac{1}{k_s} \cdot \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \dots \dots \dots (III.27 - a)$$

Avec :

$$\bar{Q} = \begin{bmatrix} Q_1 & 0 \\ 0 & Q_2 \end{bmatrix} \dots \dots \dots (III.27 - b)$$



A l'aide des équations (III.24-a), (III.24-b) et (III.24-d), on applique les conditions aux bords :

- **Région du plan de masse, $Z = Z_0 = 0$**

$$\begin{aligned} \tilde{e}_1(k_s, z_0^+) &= 0 \\ \tilde{e}_1 &= 0 \dots \dots \dots (III.28 - a) \end{aligned}$$

- **Région du substrat diélectrique isotrope, de permittivité $\epsilon_1 = \epsilon_{r1} \epsilon_0$ et de perméabilité μ_0 ,**

$$Z_0 < Z < Z_1 \text{ et } Z = d_1$$

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \tilde{E}_{s+1}(k_s, z_i^+) \\ \tilde{H}_{s+1}(k_s, z_i^+) \end{bmatrix} &= \bar{T}_i \begin{bmatrix} \tilde{E}_s(k_s, z_{i-1}^+) \\ \tilde{H}_s(k_s, z_{i-1}^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{J}_s \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} \tilde{e}_2 \\ \tilde{h}_2 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \bar{T}_1^{11} & \bar{T}_1^{12} \\ \bar{T}_1^{21} & \bar{T}_1^{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{e}_1 \\ \tilde{h}_1 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{J}_s \end{bmatrix} \dots \dots \dots (III.28 - b) \end{aligned}$$

Avec

$$\begin{aligned} \bar{T}_1^{11} = \bar{T}_1^{22} &= \begin{bmatrix} \cos(k_{z_1} \cdot d_1) & 0 \\ 0 & \cos(k_{z_1} \cdot d_1) \end{bmatrix}, \\ \bar{T}_1^{12} = -j \sin(k_{z_1} \cdot d_1) \times [\bar{g}_1(k_s)]^{-1} &= \begin{bmatrix} -j \frac{k_{z_1}}{\omega \epsilon_1} \sin(k_{z_1} \cdot d_1) & 0 \\ 0 & -j \frac{\omega \mu_0}{k_{z_1}} \sin(k_{z_1} \cdot d_1) \end{bmatrix}, \end{aligned}$$

$$\bar{T}_1^{21} = -j \sin(k_{z_1} \cdot d_1) \times \bar{g}_1(k_s) = \begin{bmatrix} -j \frac{\omega \varepsilon_1}{k_{z_1}} \sin(k_{z_1} \cdot d_1) & 0 \\ 0 & -j \frac{k_{z_1}}{\omega \mu_0} \sin(k_{z_1} \cdot d_1) \end{bmatrix}$$

• **Région de l'air**, de permittivité ε_0 et de perméabilité μ_0 , $Z_1 = d_1 \langle Z \langle \infty :$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{s+1}(k_s, z_{i+1}^+) &= \bar{g}_{i+1}(k_s) * \tilde{E}_{s+1}(k_s, z_{i+1}^+) \\ \tilde{h}_2(k_s, z_1^+) &= \bar{g}_2(k_s) * \tilde{e}_2(k_s, z_1^+) \\ \tilde{h}_2 &= \bar{g}_2 * \tilde{e}_2 \dots \dots \dots \text{(III.28-c)} \end{aligned}$$

Le tenseur de Green \bar{Q} relie le champ électrique tangentiel \tilde{e}_2 avec le courant \tilde{J}_s dans le plan du patch $\tilde{e}_2 = \bar{Q} \cdot \tilde{J}_s$, on obtient donc :

$$Q_1 = -\frac{1}{\omega \varepsilon_0} \cdot \frac{k_{z_0} \cdot k_{z_1} \cdot \sin(k_{z_1} \cdot d_1)}{\varepsilon_{r1} \cdot \cos(\bar{k}_{z_1} \cdot d_1) + j k_{z_1} \cdot \sin(k_{z_1} \cdot d_1)} \dots \dots \dots \text{(III.29-a)}$$

$$Q_2 = -\frac{j}{\omega \varepsilon_0} \left[\frac{k_0^2 \cdot \sin(k_{z_1} \cdot d_1)}{k_{z_1} \cdot \cos(\bar{k}_{z_1} \cdot d_1) + j k_{z_0} \cdot \sin(k_{z_1} \cdot d_1)} \right] \dots \dots \dots \text{(III.29-b)}$$

On posant :

$$\begin{cases} M_1 = \varepsilon_{r1} \cdot \cos(k_{z_1} \cdot d_1) + j k_{z_1} \cdot \sin(k_{z_1} \cdot d_1) \\ M_2 = k_{z_1} \cdot \cos(k_{z_1} \cdot d_1) + j k_{z_0} \cdot \sin(k_{z_1} \cdot d_1) \end{cases}$$

Donc :

$$\bar{G}_{xx} = \frac{1}{k_s^2} (Q_1 k_x^2 + Q_2 k_y^2) \dots \dots \dots \text{(III.30-a)}$$

$$\bar{G}_{xy} = G_{yx} = \frac{1}{k_s^2} (k_x k_y (Q_1 - Q_2)) \dots \dots \dots \text{(III.30-b)}$$

$$G_{yy} = Q_1 k_y^2 + Q_2 k_x^2 \dots \dots \dots \text{(III.30-c)}$$

$$G_{xx} = -j \frac{1}{k_s^2 \omega \varepsilon_0} \left(\frac{k_x^2 \cdot k_{z_0} \cdot k_{z_1} \cdot \sin(k_{z_1} \cdot d_1)}{M_1} + j \frac{k_0^2 \cdot k_y^2}{M_2} \cdot \sin(k_{z_1} \cdot d_1) \right) \dots \dots \dots \text{(III.31-a)}$$

$$G_{xy} = G_{yx} = -\frac{j}{\omega \varepsilon_0} \cdot \left(\frac{k_x k_y}{k_s^2} \cdot \frac{k_{z_0} \cdot k_{z_1} \cdot \sin(k_{z_1} \cdot d_1)}{M_1} - \frac{k_x k_y}{k_s^2} \cdot \frac{k_0^2 \sin(k_{z_1} \cdot d_1)}{M_2} \right) \dots \dots \dots \text{(III.31-b)}$$

$$G_{yy} = -j \frac{1}{\omega \varepsilon_0} \cdot \left(\frac{k_y^2 \cdot k_{z_0} \cdot k_{z_1} \cdot \sin(k_{z_1} \cdot d_1)}{k_s^2 M_1} + \frac{k_0^2 \cdot k_x^2}{k_s^2 M_2} \cdot \sin(k_{z_1} \cdot d_1) \right) \dots \dots \dots \text{(III.31-c)}$$

Où : $k_0 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$,

$$k_{z_0}^2 = k_0^2 - k_s^2,$$

$$k_s^2 = |k_s|^2 = k_x^2 - k_y^2,$$

$$k_{z1}^2 = k_1^2 - k_s^2 = \varepsilon_{r1} k_0^2 - k_s^2,$$

$$k_1^2 = \omega^2 \varepsilon_1 \mu_0 = \omega^2 \varepsilon_{r1} \varepsilon_0 \mu_0 = \varepsilon_{r1} k_0^2$$

k_z : La constante de propagation des ondes TE et TM.

III. 3. 1. 5. Détermination du tenseur de Green pour un substrat uniaxialement anisotrope

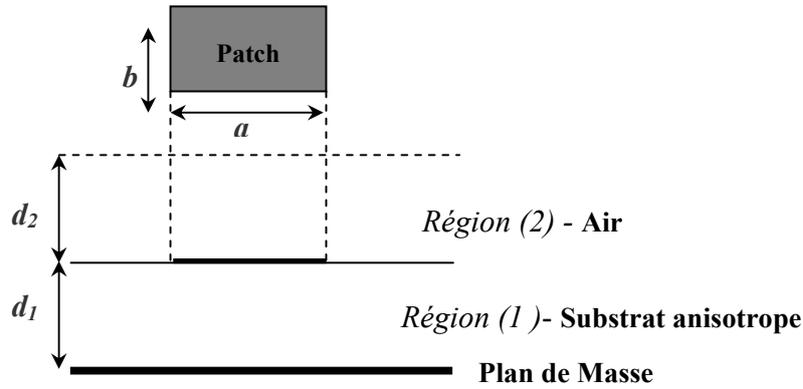


Figure III. 2: Géométrie d'un résonateur microbande rectangulaire imprimée sur substrat uniaxialement anisotrope

La forme générale du tenseur de Green correspondant à un résonateur microbande a patch rectangulaire implanté sur substrat diélectrique anisotrope uniaxiale [16]-[19] donnée par :

$$\bar{G}(k_s) = \begin{bmatrix} G_{xx} & G_{xy} \\ G_{yx} & G_{yy} \end{bmatrix} \dots \dots \dots (III.32)$$

Tel que :

$$G_{xx} = -j \frac{1}{k_s^2 \omega \varepsilon_0} \left(\frac{k_x^2 \cdot k_{z0} \cdot \bar{k}_{z1} \cdot \sin(\bar{k}_{z1} \cdot d_1)}{M_1} + j \frac{k_0^2 \cdot k_y^2}{M_2} \cdot \sin(\bar{k}_{z1} \cdot d_1) \right) \dots \dots \dots (III.33-a)$$

$$G_{xy} = G_{yx} = -\frac{j}{\omega \varepsilon_0} \cdot \left(\frac{k_x k_y \cdot k_{z0} \cdot \bar{k}_{z1} \cdot \sin(\bar{k}_{z1} \cdot d_1)}{k_s^2 \cdot M_1} - \frac{k_x k_y \cdot k_0^2 \sin(\bar{k}_{z1} \cdot d_1)}{k_s^2 \cdot M_2} \right) \dots \dots \dots (III.33-b)$$

$$G_{yy} = -j \frac{1}{\omega \varepsilon_0} \cdot \left(\frac{k_y^2 \cdot k_{z0} \cdot \bar{k}_{z1} \cdot \sin(\bar{k}_{z1} \cdot d_1)}{k_s^2 M_1} + \frac{k_0^2 \cdot k_x^2}{k_s^2 M_2} \cdot \sin(\bar{k}_{z1} \cdot d_1) \right) \dots \dots \dots (III.33-c)$$

Où

$$\begin{cases} M_1 = \frac{\bar{\varepsilon}_1}{\varepsilon_0} \cdot \cos(\bar{k}_{z_1} \cdot d_1) + j\bar{k}_{z_1} \cdot \sin(\bar{k}_{z_1} \cdot d_1) \\ M_2 = \bar{k}_{z_1} \cdot \cos(\bar{k}_{z_1} \cdot d_1) + jk_{z_0} \cdot \sin(\bar{k}_{z_1} \cdot d_1) \end{cases}$$

$$\bar{g}(k_z) = \text{diag}[g^e(k_s), g^h(k_s)] = \begin{bmatrix} \frac{\omega\bar{\varepsilon}_1}{k_z^e} & 0 \\ 0 & \frac{k_z^h}{\omega\mu_0} \end{bmatrix},$$

$$k_z^e = \sqrt{\varepsilon_x k_0^2 - \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z} k_s^2},$$

$$k_z^h = \sqrt{\varepsilon_x k_0^2 - k_s^2},$$

$$\bar{k}_{z_1} = \text{diag}[k_z^e, k_z^h],$$

k_z^e, k_z^h Sont respectivement les constantes de propagation des modes TM et TE dans le diélectrique.

La constante diélectrique pour un milieu uniaxialement anisotrope avec l'axe Z est donné par le tenseur de permittivité suivant :

$$\bar{\varepsilon}_1 = \varepsilon_0 \text{diag}[\varepsilon_{x1}, \varepsilon_{x2}, \varepsilon_z]$$

Où ε_0 : Permittivité de l'espace libre,

ε_z : Permittivité relative le long de l'axe optique Z

III. 3. 1. 6. Equation Intégrale du Champ Electrique

A partir des composantes transversales du champ électromagnétique qui sont liées aux transformées vectorielles de Fourier du courant $\tilde{J}(k_s)$ sur la plaque rayonnante et l'utilisation du théorème de Parseval, on obtient l'équation intégrale du champ électrique suivante :

$$E_s(r_s) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} dk_s \bar{F}(k_s, r_s) \bar{G}(k_s) \tilde{J}(k_s) \dots \dots \dots \text{(III.34)}$$

Avec $\tilde{J}(k_s)$, est la transformées vectorielle de Fourier de la densité surfacique du courant $J(r_s)$ sur le patch donnée par :

$$\tilde{J}(k_s) = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} = \int_{+\infty+\infty}^{-\infty-\infty} J(r_s) \bar{F}(k_s, -r_s) dk_s \dots \dots \dots \text{(III.35)}$$

Et $\bar{F}(k_s, r_s) = \frac{1}{k_s} \cdot \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot e^{ik_s r_s}$, est le noyau des transformées vectorielles de Fourier

Donc :

$$\tilde{J}(k_s) = \int_{+\infty+\infty}^{-\infty-\infty} \int J(r_s) \cdot \frac{1}{k_s} \cdot \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot e^{ik_s r_s} dk_s \dots\dots\dots (III.36)$$

On peut écrire les éléments du tenseur de Green sous une forme d'un système d'équations :

$$\begin{cases} \tilde{E}_x = G_{xx} \tilde{J}_x + G_{xy} \tilde{J}_y \\ \tilde{E}_y = G_{yx} \tilde{J}_x + G_{yy} \tilde{J}_y \end{cases} \dots\dots\dots (III.37)$$

D'après les équations des transformées vectorielles inverses de Fourier, on détermine les composantes longitudinaux E_x et E_y :

$$\begin{cases} E_x(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int [G_{xx} \tilde{J}_x + G_{xy} \tilde{J}_y] \cdot e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \dots\dots\dots (III.38 - a) \\ E_y(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int [G_{yx} \tilde{J}_x + G_{yy} \tilde{J}_y] \cdot e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \dots\dots\dots (III.38 - b) \end{cases}$$

Et dans le plan du patch (conducteur métallique), $E_x(x, y) = E_y(x, y) = 0$, donc on a les deux équations suivantes :

$$\begin{cases} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int [G_{xx} \tilde{J}_x + G_{xy} \tilde{J}_y] \cdot e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \dots\dots\dots (III.39 - a) \\ \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int [G_{yx} \tilde{J}_x + G_{yy} \tilde{J}_y] \cdot e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \dots\dots\dots (III.39 - b) \end{cases}$$

III. 3. 1. 7. Résolution de l'équation intégrale par la procédure de Galerkin

L'application de la procédure de *Galerkin* conforme à la méthode des moments dans le domaine de Fourier permet de réduire l'équation intégrale en une équation matricielle.

La procédure de *Galerkin* permet d'exprimer la distribution des courants en série de fonctions de base.

$$J(r_s) = \sum_{n=1}^N a_n \begin{bmatrix} J_{xn}(r_s) \\ 0 \end{bmatrix} + \sum_{m=1}^M b_m \begin{bmatrix} 0 \\ J_{ym}(r_s) \end{bmatrix} \dots\dots\dots (III.40)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} J_x(x, y) = \sum_{n=1}^N a_n J_{xn}(x, y) \dots\dots\dots (III.41-a) \\ J_x(x, y) = \sum_{m=1}^M b_m J_{ym}(x, y) \dots\dots\dots (III.41-b) \end{array} \right.$$

Où a_n et b_m sont les coefficients inconnues du développement modal.

Les transformées de Fourier de ces équations sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{J}_x(x, y) = \sum_{n=1}^N a_n \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) = \int \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \bar{F}(k_s, r_s) \cdot \begin{bmatrix} J_{xn}(r_s) \\ 0 \end{bmatrix} \cdot dk_x dk_y \dots\dots\dots (III.42-a) \\ \tilde{J}_x(x, y) = \sum_{m=1}^M b_m \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) = \int \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \bar{F}(k_s, r_s) \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ J_{ym}(r_s) \end{bmatrix} \cdot dk_x dk_y \dots\dots\dots (III.42-b) \end{array} \right.$$

En remplaçant (III.42-a) et (III.42-b) dans (III.39-a) et (III.39-b) on aura :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{n=1}^N a_n \int \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{xx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) \cdot e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \int \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{xy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) \cdot e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \dots\dots (III.43-a) \\ \sum_{n=1}^N a_n \int \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{yx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) \cdot e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \int \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{yy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) \cdot e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \dots\dots (III.43-b) \end{array} \right.$$

En multipliant (III.43-a) par $\tilde{J}_{xk}(x, y)$ pour $k=1 \dots N$, et en intégrant sur le domaine du patch [(X,Y)patch] ; et en multipliant (III.43-b) par $\tilde{J}_{yl}(x, y)$ pour $l=1 \dots M$, et en intégrant sur le domaine du patch [(X,Y)patch] on obtient:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{n=1}^N a_n \int \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{xx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \int \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{xy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y = 0 \dots\dots (III.44-a) \\ \sum_{n=1}^N a_n \int \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{yx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \int \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{yy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y = 0 \dots\dots (III.44-b) \end{array} \right.$$

On peut écrire ces équations sous la forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} (B_{kn}^1)_{N \times N} & (B_{kn}^2)_{N \times M} \\ (B_{lm}^3)_{M \times N} & (B_{lm}^4)_{M \times M} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (a_n)_{N \times M} \\ (b_m)_{M \times M} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{0} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (III.45)$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{B}_{kn}^1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{xx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y \dots \dots \dots \text{(III.46-a)} \\ \bar{B}_{km}^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{xy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y \dots \dots \dots \text{(III.46-b)} \\ \bar{B}_{ln}^3 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{yx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y \dots \dots \dots \text{(III.46-c)} \\ \bar{B}_{lm}^4 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{xy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) dk_x dk_y \dots \dots \dots \text{(III.46-d)} \end{array} \right.$$

Cette équation matricielle présente une solution non triviale, pour cela on impose une annulation du déterminant de la matrice d'équation (III.45), tel que :

$$\mathbf{det}[B(\omega)] = 0$$

La solution de cette équation est une fréquence complexe : $f = f_r + jf_i$.

Avec f_r : est la fréquence de résonance du résonateur.

f_i : est une fréquence caractérisant les pertes par rayonnement du résonateur.

La largeur de la bande passante est donnée par :

$$BP = \frac{1}{Q} = \frac{2f_i}{f_r}$$

Où Q : est le facteur de qualité.

III. 4. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons appliqué la méthode spectrale dans le domaine de Fourier, pour déterminer la fonction tensorielle de Green pour les deux cas de substrats diélectriques : isotrope et uniaxialement anisotrope. Un développement détaillé des expressions analytiques a été évalué, où on a établi l'équation intégrale du champ électrique, en utilisant la méthode des moments procédure de *Galerkin* qui est un outil mathématique pour résoudre cette équation et pour déduire la fréquence de résonance ainsi que la bande passante des cas de structures traitées.

Chapitre IV

DISCUSSIONS DES RESULTATS

IV. 1. Introduction

IV. 2. Choix des fonctions de base

IV. 3. Résultats numériques

IV. 4. Conclusion

IV. 1. INTRODUCTION

L'équation intégrale du champ électrique dans le domaine spectral est résolue par la méthode des moments en utilisant la procédure de *Galerkin*. L'influence de l'épaisseur du substrat, de sa permittivité, des dimensions du patch, sur la fréquence de résonance complexe, et la bande passante d'un résonateur microbande ont été modélisés et commentés dans ce chapitre. La constante de propagation et la permittivité effective d'une ligne de transmission ont été également modélisées et étudiées. Les résultats que nous avons obtenus ont été comparés et discutés avec ceux fournis par la littérature.

IV. 2. CHOIX DES FONCTIONS DE BASE

Dans la résolution numérique l'application de la procédure de *Galerkin* permet une représentation du courant de conduction par des fonctions de base appropriées. Théoriquement, il existe plusieurs systèmes de fonctions mais dans la pratique, on utilise qu'un nombre limité. On choisit les fonctions dont la variation reflète celle de la solution prévue. En effet la connaissance préalable du type de variation de cette dernière s'avère nécessaire. Sans oublier le fait de retenir uniquement un minimum de termes dans le développement en série de l'inconnu, ceci ayant pour but de minimiser la lourdeur des calculs.

- Les fonctions d'essai choisies ne doivent pas être en contradiction avec les conditions aux limites imposées aux courants qu'elles représentent.
- Les mesures expérimentales doivent confirmer les résultats obtenus en utilisant ces fonctions
- Elle doivent vérifier certaines considérations (il faut qu'elle soient en rapport direct avec la géométrie du patch)

Généralement les fonctions sinusoïdales sont utilisées pour étudier les géométries triangulaires et rectangulaires, alors que les fonctions de *Bessel* sont réservées aux formats annulaires et circulaires.

Les fonctions sinusoïdales sont très proches de la forme réelle (physique) du courant sur la surface du patch (le champ dans un guide d'onde ou une cavité résonnante est une combinaison de fonctions sinusoïdales). Le choix de ces fonctions influe sur la vitesse de la convergence des résultats numériques (le calcul de la fréquence de résonance) et le choix inexact de ces fonctions peut mener à des résultats erronés.

L'expression de la densité du courant doit se faire dans une base complète de fonctions linéairement indépendantes. Dans la littérature plusieurs systèmes formant une base complète

sont proposés, parmi lesquels nous pouvons citer les *polynômes de Legendre*, de *Mc Laurin* ou les *polynômes de Tchebychev*.

IV. 3. RESULTATS NUMERIQUES

IV. 3. 1. Une Ligne Microbande Implantée sur Substrat Isotrope

IV. 3. 1. 1. Détermination de la constante de propagation

La forme des fonctions de base suivante J_{z1} et J_{x1} est choisie pour le mode dominant :

$$J_{z1}(x) = \begin{cases} \frac{1}{2w} \left[1 + \left| \frac{x}{w} \right| \right], & |x| < w \\ 0, & w < |x| < a \end{cases} \dots\dots\dots(\text{IV.3.1-a})$$

$$J_{x1}(x) = \begin{cases} \frac{1}{w} \sin \frac{\pi x}{w}, & |x| < w \\ 0, & w < |x| < a \end{cases} \dots\dots\dots(\text{IV.3.1-b})$$

La transformée de Fourier de la distribution de courant pour ces fonctions de base est :

$$\tilde{J}_{z1}(n) = \frac{2 \sin(k_n w)}{k_n w} + \frac{3}{(k_n w)^2} \left[\cos(k_n w) - \frac{2 \sin(k_n w)}{k_n w} + \frac{2[1 - \cos(k_n w)]}{(k_n w)^2} \right] \dots\dots\dots(\text{IV.3.2-a})$$

$$\tilde{J}_{x1}(n) = \frac{2\pi \sin(k_n w)}{(k_n w)^2 - \pi^2} \dots\dots\dots(\text{IV.3.2-b})$$

Le choix des fonctions de base nous a permis d'assurer la condition donnée par l'équation (II. 3.27) du chapitre II. A une fréquence donnée, une solution non nulle pour la constante de propagation ($\beta = 2\pi / \lambda_g$) est obtenue si le déterminant de la matrice est nul. La résolution numérique du problème est de déduire la racine de l'équation du déterminant du système d'équation (II. 3.27).

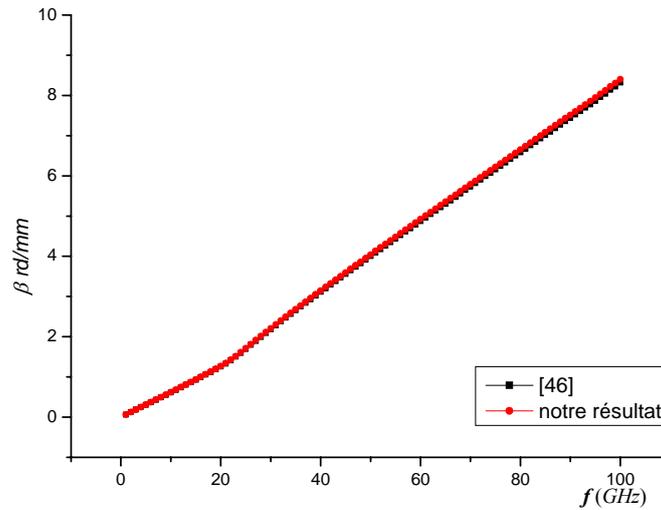


Figure IV. 1-(a): Constante de propagation comparée avec celle de [46].
 ($w=0.635\text{mm}$, $a=6.350\text{mm}$, $h=12.7\text{mm}$, $d=1.27\text{mm}$, $\epsilon_r=16$).

IV. 3. 1. 2. Détermination de la constante diélectrique effective

Connaissant la constante de propagation β , nous pouvons calculer la constante diélectrique de la ligne microbande qui est donnée par la définition suivante :

$$\epsilon_{eff} = \left(\frac{\beta}{k_0}\right)^2 = \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2$$

Où : k_0 Représente la constante de propagation dans l'air,

λ_0 Représente la longueur d'onde dans l'air.

Et avec l'utilisation des fonctions d'essai citées dans le paragraphe précédent, nous pouvons obtenir les résultats suivantes :

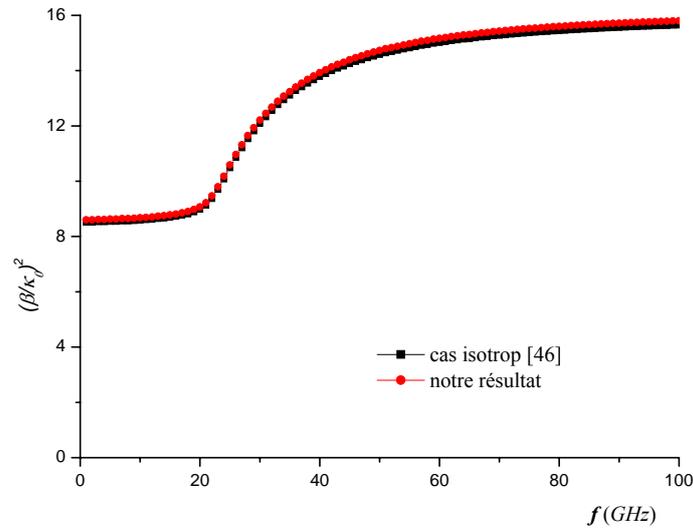


Figure IV. 1-(b): Le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ comparé avec celui de [46].
 ($w=0.635\text{mm}$, $a=6.350\text{mm}$, $h=12.7\text{mm}$, $d=1.27\text{mm}$, $\epsilon_r=16$).

Nous avons tracés les mêmes courbes de dispersion trouvées dans [46], où l'épaisseur du substrat diélectrique isotrope $h = 12,7$ mm et sa permittivité $\epsilon_r=16$ nous notons une bonne, concordance entre nos résultats et ceux de [46].

Nous constatons après l'obtention des **figures IV. 1-(a) et (b)** que la constante de propagation d'une ligne à substrat isotrope et sa permittivité effective sont dépendantes de la fréquence.

Dans la ligne microruban, il suffit de la moindre imperfection (discontinuité) pour que celle-ci rayonne une partie de la puissance qui lui est fournie. Le rayonnement augmente avec la fréquence et l'épaisseur du substrat et diminue avec la permittivité relative. Pour éliminer le phénomène de rayonnement, la structure microruban doit être enfermée dans un boîtier métallique. Elle aura ainsi les mêmes propriétés qu'un guide d'onde.

IV. 3. 2. Ligne Microbande Implantée sur Ferrite

IV. 3. 2. 1. Détermination de la constante de propagation et de la perméabilité effective

Pour mieux désigner le comportement de la ferrite, cette dernière a été aimantée par une magnétisation externe H_0 et désaimantée lorsque : $H_0 = 0$. Ensuite une comparaison a été faite entre la constante de propagation et la permittivité effective dans le cas d'une ligne isotrope avec diélectrique, et celles dans le cas d'un microruban implanté sur la ferrite.

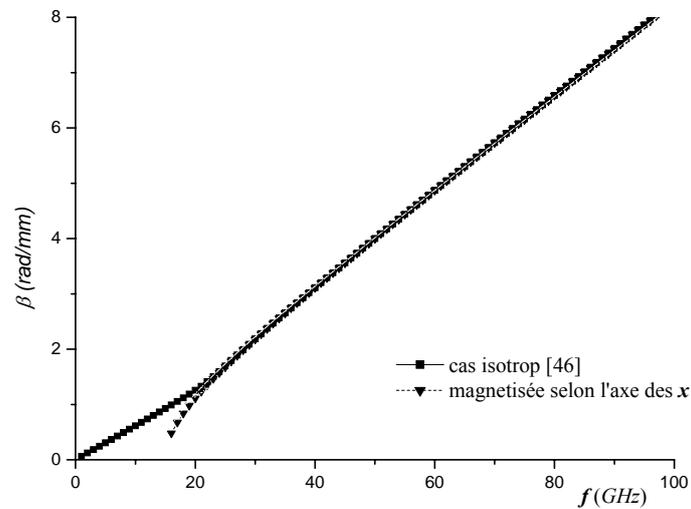


Figure IV. 2-(a) : Constante de propagation avec ferrite magnétisée.
($H_0=0$, $M_s=1.4 \cdot 10^5$ A/m, $w=0.635$ mm, $a=6.350$ mm, $h=12.7$ mm, $d=1.27$ mm, $\epsilon_r=16$).

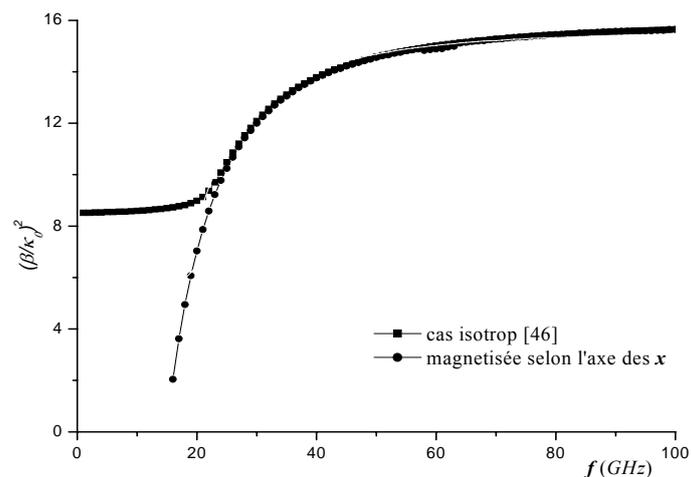


Figure IV. 2-(b) : La variation du rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ pour ferrite magnétisée.
($H_0=0$, $M_s=1.4 \cdot 10^5$ A/m, $w=0.635$ mm, $a=6.350$ mm, $h=12.7$ mm, $d=1.27$ mm, $\epsilon_r=16$).

On conclure sur les **figures : IV. 2-(a) et (b)** que la perméabilité effective augmente avec la fréquence, selon des valeurs en accord avec ceux de [46]. Cependant, lorsque la fréquence augmente, l'énergie électromagnétique a tendance à fuir le substrat ferrite, ce qui implique une diminution de l'énergie dans le substrat. Cette énergie étant inversement proportionnelle à la perméabilité effective, d'où une décroissance de cette grandeur en fonction de la fréquence.

La substance de la ferrite avec une magnétisation selon l'axe des x présente un effet sur le comportement de la sstructure par:

- Une croissance de β et $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$, pour une grande valeurs de la fréquence.
- Une même allure de la permittivité effective μ_{eff} que celle effective de la perméabilité de la ferrite (cas d'une ligne a substrat isotrope)

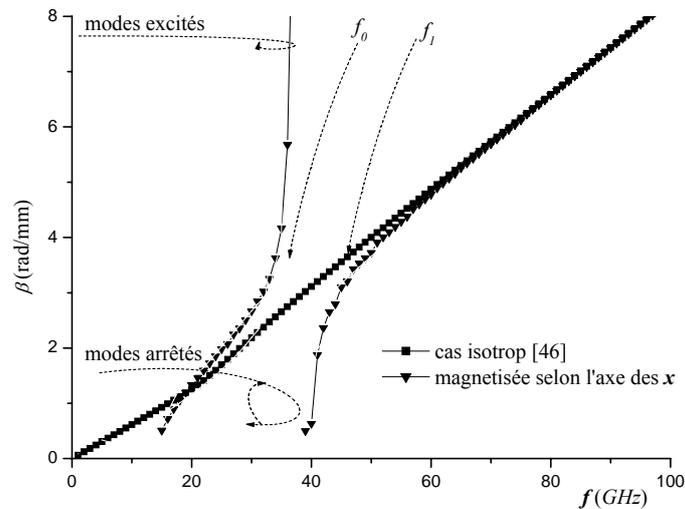


Figure IV. 3-(a) : Constante de propagation avec ferrite magnétisée.
 ($H_0=10^6$ A/m., $M_s=1.4 \cdot 10^5$ A/m, $w=0.635$ mm, $a=6.350$ mm, $h=12.7$ mm, $d=1.27$ mm, $\epsilon_r=16$).

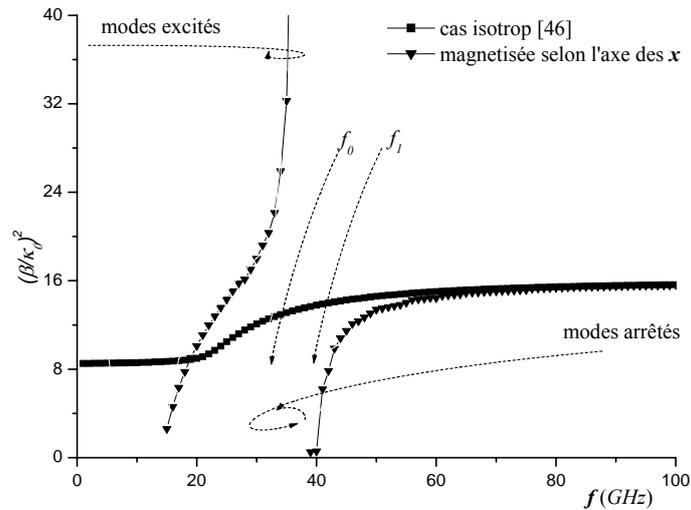


Figure IV. 3-(b) : La variation du rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ pour ferrite magnétisée.

($H_0=10^6$ A/m., $M_s=1.4 \cdot 10^5$ A/m, $w=0.635$ mm, $a=6.350$ mm, $h=12.7$ mm, $d=1.27$ mm, $\epsilon_r=16$).

Sur les deux **figures : IV. 3-(a) et (b)**, nous avons exprimées les variations de la constante de propagation et le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ en fonction de la fréquence en tenant compte de la magnétisation externe.

Donc pour un champ magnétique important appliqué, nous constatons que :

- $0 < f < f_0$:
 - μ_{eff} tend vers des valeurs grandes en fonction de la fréquence à cause de la magnétisation externe $H_0 = 10^6$ A/m.
 - Existence d'un nombre infini des modes excités.
- $f_0 < f < f_1$:
 - Les modes sont complètement arrêtés.
 - Au delà de f_1 , la ferrite se comporte comme un diélectrique isotrope, ce qui est illustré par la figure IV. 3.

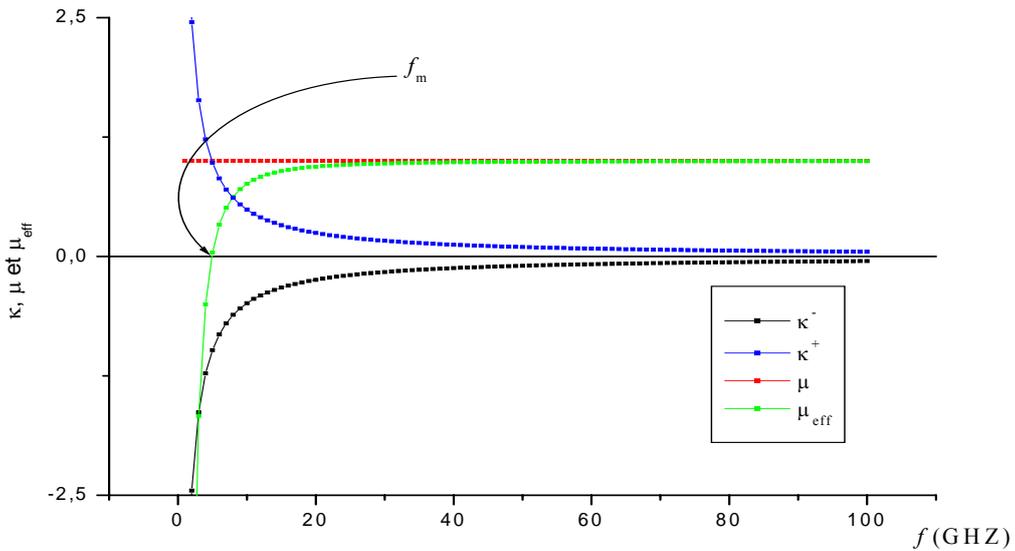


Figure IV. 4-(a) : La variation des éléments du tenseur de perméabilité de la ferrite sans magnétisation externe

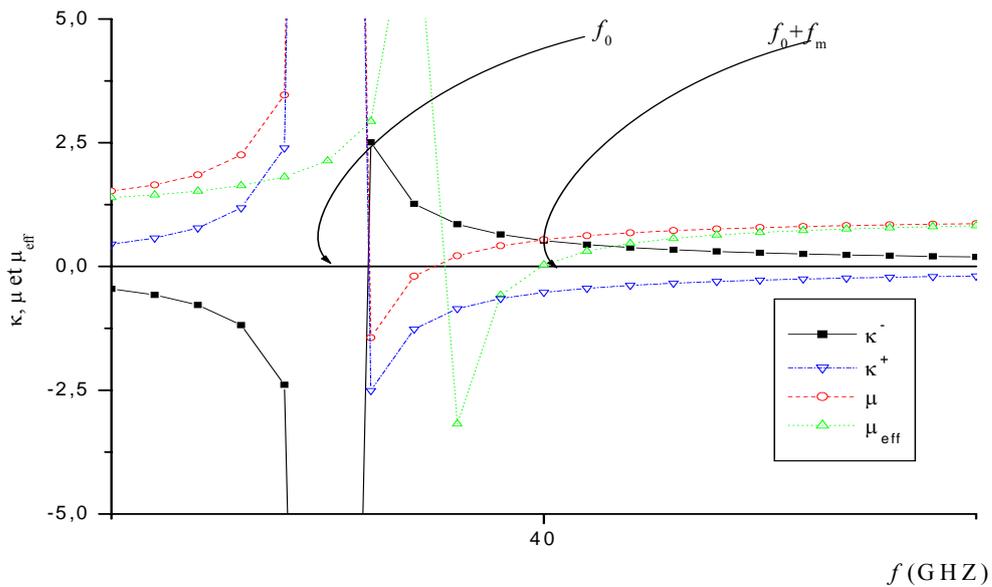


Figure IV. 4-(b) : La variation des éléments du tenseur de perméabilité de la ferrite au voisinage de la résonance avec magnétisation externe

Selon les deux figures : IV. 4. (a) et (b) la ferrite est classée parmi les milieux magnétiques à résonance importante lié aux deux cas de magnétisations intrinsèque et extrinsèque, cette dernière est la cause de l'apparition de la non réciprocity. Phénomène intéressant et exploitable dans le domaine de la communication.

L'apparition d'une zone non propagative (où la perméabilité est négative), est surtout utilisé dans le cas de conception de certains filtres.

IV. 3. 3. Résonateur Microbande Implantée sur Substrats diélectriques.

IV. 3. 3. 1. Indications sur les modes [TM₁₀, TM₀₁]

Nous avons vu que le courant inconnue était développé en série des fonctions de base :

$$\tilde{J}_x = \sum_{n=1}^N a_n \tilde{J}_{xn}$$

$$\tilde{J}_y = \sum_{m=1}^M b_m \tilde{J}_{ym}$$

Pour les deux premiers modes fondamentaux [TM₁₀, TM₀₁] uniquement deux fonctions de base selon l'axe X et l'axe Y sont suffisantes pour obtenir une bonne convergence :

$$\tilde{J}_x = a_1 \tilde{J}_{x1} \quad N=1 \Rightarrow (n_1, n_2)$$

$$\tilde{J}_y = b_1 \tilde{J}_{y1} \quad M=1 \Rightarrow (m_1, m_2)$$

Pour le premier mode fondamental TM₁₀ : $a_1 \cong 1, b_1 \cong 0$.

Pour le premier mode fondamental TM₀₁ : $a_1 \cong 0, b_1 \cong 1$.

IV. 3. 3. 2. Fonction de base sinusoïdale sans conditions de bord

Elles sont définies sur le domaine entier, données par Newman et Forraï pour développer les courants.

$$\tilde{J}_{xn}(r_s) = \sin\left[\frac{n_1\pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right] \cdot \cos\left[\frac{n_2\pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right] \dots\dots\dots (IV.3.3 - a)$$

$$\tilde{J}_{ym}(r_s) = \sin\left[\frac{m_1\pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right] \cdot \cos\left[\frac{m_2\pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right] \dots\dots\dots (IV.3.3 - b)$$

Avec n_1, n_2, m_1 et m_2 des entiers positifs.

L'expression du courant est obtenue par le calcul des transformées de Fourier des équations (IV.3.3 - a) et (IV.3.3 - b)

Sachant que: $\tilde{J}_{xn}(k_s) = \int dr_s e^{-ik_s \cdot r_s} \tilde{J}_{xn}(r_s) = \tilde{I}_{xn} \tilde{I}_{yn} \dots\dots\dots (IV.3.4 - a)$

$$\tilde{I}_{xn} = \int_{-a/2}^{a/2} dx e^{-ik_x x} \cdot \sin\left[k_{n_1}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right] \dots\dots\dots (IV.3.4 - b)$$

Et : $\tilde{I}_{yn} = \int_{-b/2}^{b/2} dy e^{-ik_y y} \cdot \cos\left[k_{n_2}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right] \dots\dots\dots (IV.3.4 - c)$

$$\tilde{I}_{ym} = \int_{-a/2}^{a/2} dx.e^{-ik_x x} \cdot \cos \left[k_{m_1} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right] \int_{-b/2}^{b/2} dy.e^{-ik_y y} \cdot \sin \left[k_{m_2} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right] \dots \text{(IV.3.4-d)}$$

IV. 3. 3. 3. Etude de la fréquence de résonance pour un patch imprimé sur un substrat isotrope

Des comparaisons avec les résultats théoriques et expérimentaux rapportés par la littérature sont effectuées, donc nous avons établi **un tableau comparatif (IV.1)**, qui donne la fréquence de résonance mesurée et calculée pour des résonateurs de différentes dimensions. Nous comparons nos résultats avec ceux des références [29] (calculées par la méthode de raccord des modes) et [30].

A(cm)	B(cm)	d ₁ (cm)	ε _r	f _r [12] calculée (GHz)	f _r [29] mesurée (GHz)	f _r [30] (GHz)		Nos résultats (GHz)
						Méthode de moment	Méthode de la cavité	
6.858	4.140	0.1588	2.5	2.1600	2.215	2.2138	2.2263	2.2096
11.049	6.909	0.1588	2.5	1.3220	1.320	1.3436	1.3460	1.3481
4.10	4.140	0.1588	2.5	2.2020	2.230	2.2533	2.2472	2.2358
10.80	4.140	0.1588	2.5	2.1400	2.204	2.2087	2.2134	2.2011
6.000	8.000	0.1588	1.0	1.7866	1.786	1.8027	1.7781	1.8238
4.000	3.800	0.4000	2.2	2.4260	2.406	2.4652	2.5289	2.4597

Tableau IV.1 : fréquence de résonance d'un patch imprimé sur un substrat isotrope.

On constate que nos résultats sont presque conformes avec ceux obtenus par les références [29] et [30], mais on constate aussi l'efficacité de la méthode spectrale par rapport à la méthode de la cavité.

- On observe aussi que les paramètres dimensionnels {a(cm)×b(cm)} d'un résonateur microstrip rectangulaire ont une influence sur la fréquence de résonance de telle façon que cette dernière diminue de valeur 1.3481 et 1.8238, lorsque les paramètres dimensionnels

augmentent $\{(a=11.049\text{cm})\times(b=6.909\text{cm})\}$ et $\{(a=6.000\text{cm})\times(b=8.000\text{cm})\}$, et pour une variation fractionnelle petite sur les dimensions du patch : $\{(a=10.8\text{cm})\times(b=4.140\text{cm})$, $(a=6.858\text{cm})\times(b=4.140\text{cm})$, $(a=4.10\text{cm})\times(b=4.140\text{cm})$ et $(a=4.000\text{cm})\times(b=3.800\text{cm})\}$, la fréquence de résonance décroît de 2.2096, 2.2011, 2.2358 et 2.4597.

- Pour cette raison, on peut conclure que, pour un résonateur microbande opérant sur des fréquences élevées, il faut connaître la miniaturisation du patch telles que : la forme géométrique et les dimensions de la plaque rayonnante. Dans ce cas, les pertes surfaciques dus à la diminution de la surface du patch mène à une augmentation de la fréquence de résonance et une diminution de la bande passante.

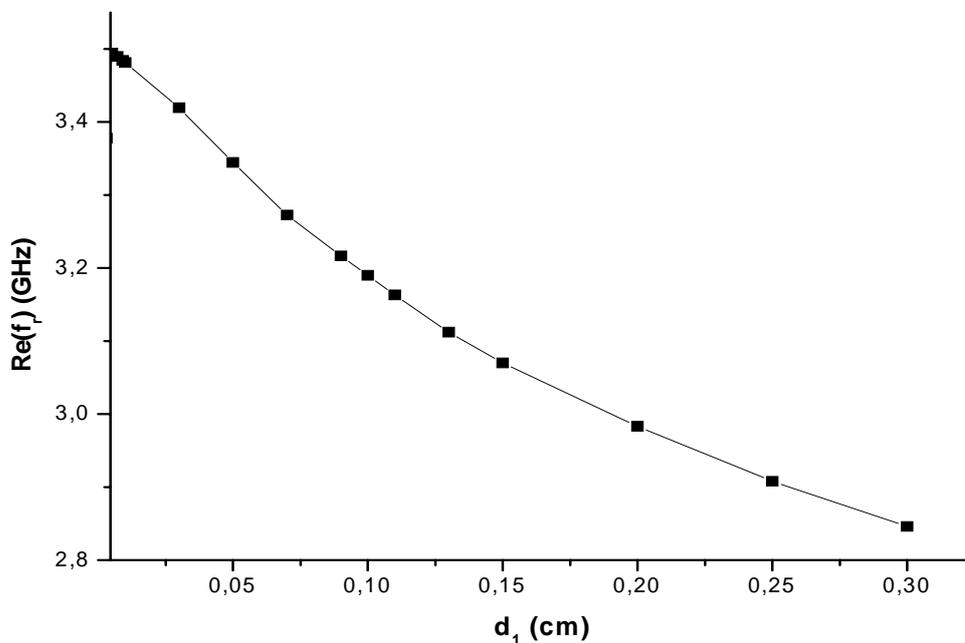


Figure IV.5-(a) : fréquence réelle de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat isotrope, $a=2\text{cm}$, $b=3\text{cm}$ et $\epsilon_x = \epsilon_z = 2.2$

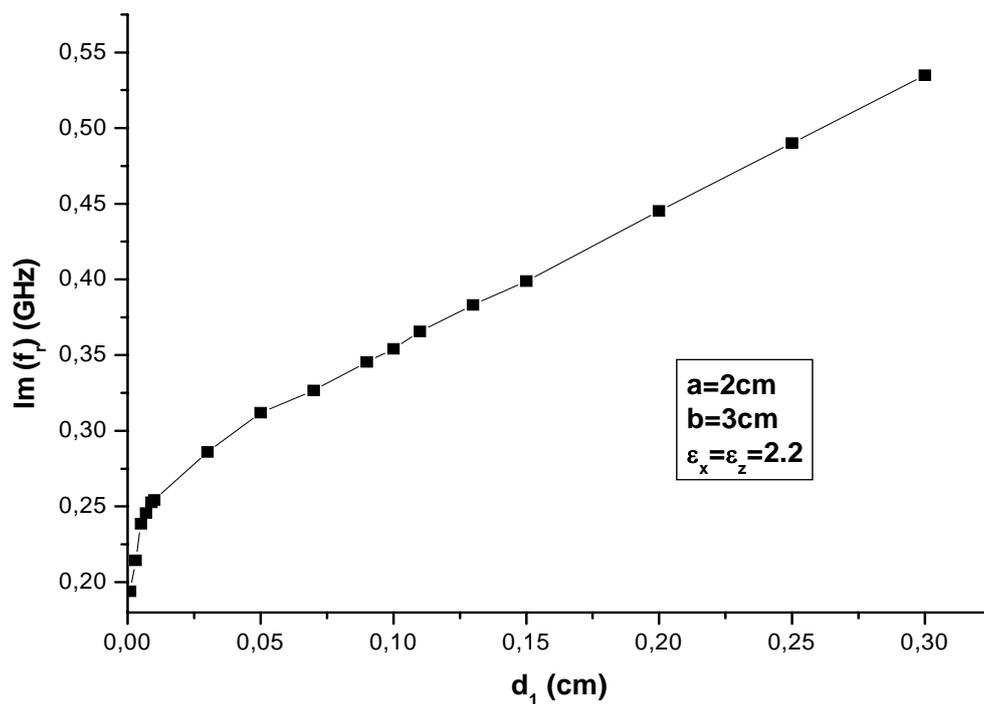


Figure IV.5-(b) : fréquence imaginaire de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat isotrope

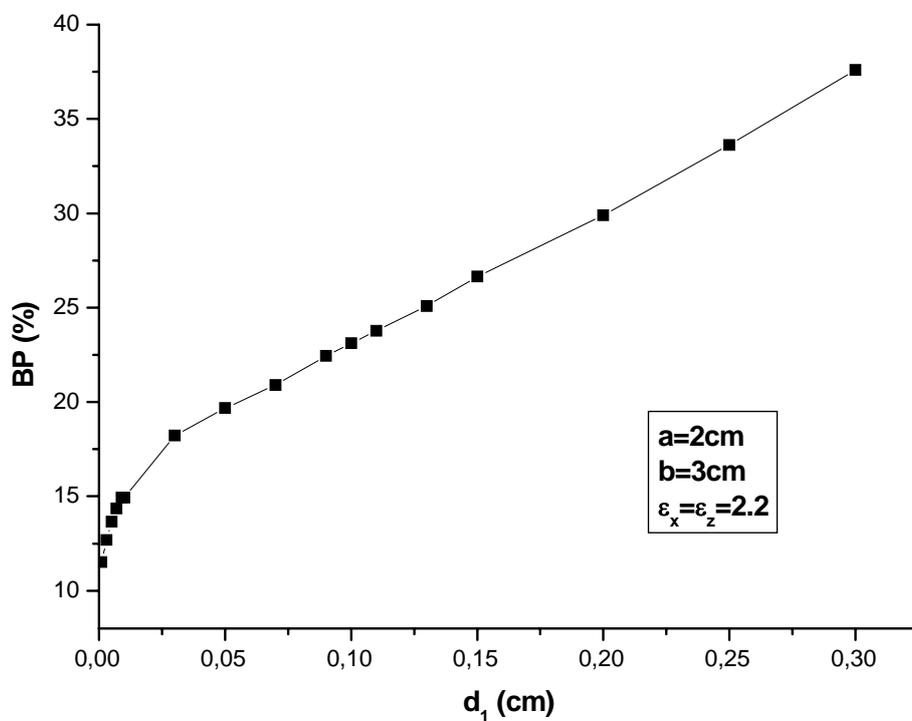


Figure IV.5-(c) : bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat isotrope

Les figures IV.5-(a), (b) et (c) : montrent l'influence de l'épaisseur du substrat sur la variation de la fréquence complexe de résonance et la bande passante pour un patch de forme rectangulaire de dimensions $[a \times b = 2\text{cm} \times 3\text{cm}]$, imprimée sur substrat isotrope de permittivité $\epsilon_x = \epsilon_z = 2.2$. Nous concluons que :

- La fréquence réelle de la fréquence de résonance diminue avec l'augmentation de l'épaisseur du substrat d_1
- La croissance de l'épaisseur du substrat isotrope engendre une augmentation considérable de la partie imaginaire de la fréquence de résonance et entraîne l'élargissement de la bande passante

Bien que l'utilisation de substrats à épaisseur élevée offre une bande passante large, mais ceci permet de créer le problème des ondes de surface.

IV. 3. 3. 4. Etude de la fréquence de résonance d'un patch imprimé sur substrat uniaxialement anisotrope

Dans ce cas de substrat, le patch rectangulaire est de dimensions $a=0.2\text{cm}$ et $b=1\text{cm}$, imprimé sur un substrat uniaxialement anisotrope, dont les paramètres sont les suivantes : d'épaisseur $d_1=0.158\text{cm}$, de permittivité relative selon l'axe Z , $\epsilon_z=2.35$. Nos résultats ont été effectués selon la fonction de base sinusoïdale.

- le cas d'anisotropie est indiqué par la variation de la constante diélectrique, selon la perpendiculaire de l'axe optique x ou le long de l'axe optique z .
- **la figure IV.6 :** ci-dessous présente la fréquence de résonance en fonction de AR (*rapport d'Anisotropie*), avec une variation de la permittivité relative ϵ_x .
- pareillement que précédemment, nos résultats obtenus sont comparés avec ceux de [45].

On peut tirer comme conclusions :

1. une croissance de la fréquence de résonance pour $AR=1$ jusqu'à atteindre un rapport d'anisotropie égale à 2.
2. une bonne convergence vue que nos résultats se rapproche de celle de la référence [45].
3. Chaque augmentation fractionnelle de la permittivité relative ϵ_x implique de faibles valeurs de la fréquence de résonance dans le cas de l'anisotropie négative $AR=2$, ($\epsilon_x=4.70$, $\epsilon_z=2.35$) et contrairement pour le cas de l'anisotropie positive $AR=0.5$, ($\epsilon_x=1.175$, $\epsilon_z=2.35$).

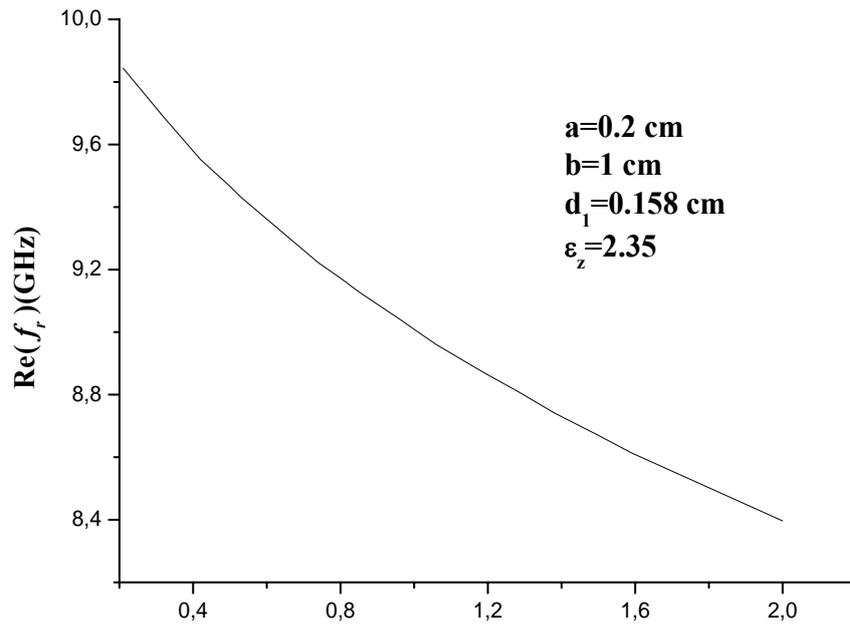


Figure IV.6-(a) : fréquence réelle de résonance en fonction de AR

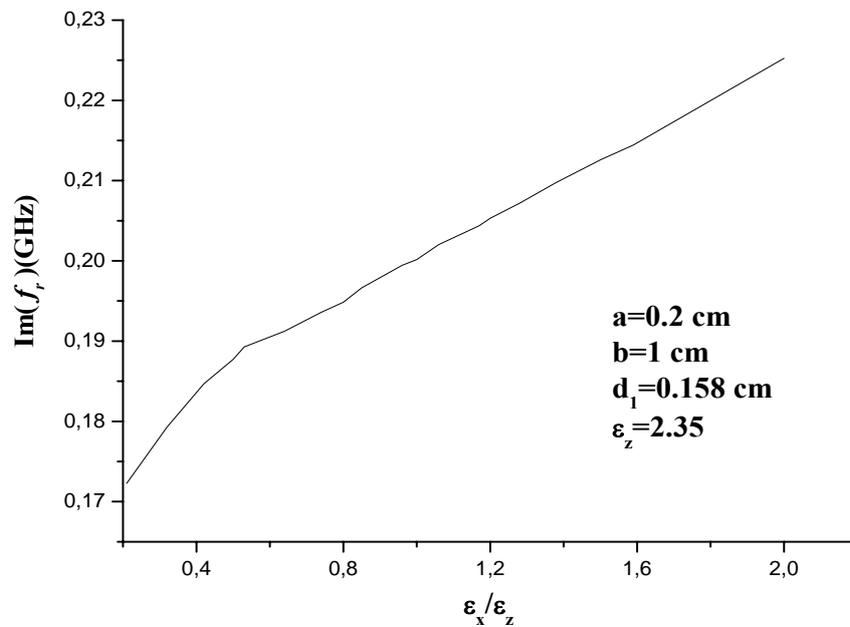


Figure IV.6-(b) : fréquence imaginaire de résonance en fonction de AR

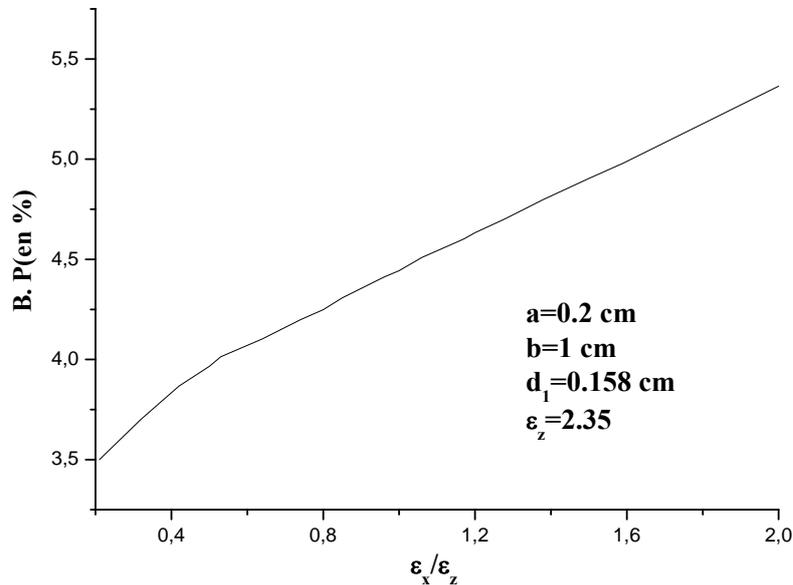


Figure IV.6-(c) : *Bande passante en fonction de AR*

□ *Effet du substrat anisotropie*

La couche d'anisotropie uniaxiale permet de mettre en évidence l'effet du substrat à travers la constante diélectrique ϵ_r .

Le choix de cette dernière conditionne généralement le type d'application que l'ingénieur conçoit en technologie microstrip.

L'influence de l'anisotropie uniaxiale du substrat diélectrique sur la fréquence de résonance d'un résonateur microstrip de forme rectangulaire (**Figure IV.7**) a été étudié pour $\epsilon_x=1.15$ et $\epsilon_z=2.35$. Ces valeurs permettent d'aboutir à des variations de la fréquence de résonance complexe ainsi que la bande passante. Donc la fréquence de résonance et la bande passante dépendent fortement de la constante diélectrique du substrat et la partie imaginaire indique les pertes par rayonnement du résonateur, donc pour des permittivités élevées le rayonnement est faible. On a constaté que nos résultats sont conformes avec ceux de la [47].

La variation de ϵ_r mène à une définition d'un autre matériau permettant une amélioration des performances mécaniques et physiques du résonateur.

Le tableau IV.2 : présente quelques matériaux utilisés comme substrats par leurs permittivité selon les trois axes. Celle donnée par le fournisseur et définit ce qu'on appelle le rapport

d'anisotropie. On constate à partir de ce tableau que la permittivité donnée par le fournisseur est celle de l'axe optique.

ϵ_r	Axe X	Axe Y	Axe Z	Valeur Fournisseur	$\partial\epsilon_r / \epsilon_r$ (%)
Matériau					
<i>Random fibres PTFE</i>	2.454	2.432	2.347	2.35 ± 0.04	1.7
<i>Ceramic PTFE</i>	10.68	10.70	10.40	10.5 ± 0.25	2.4
<i>Glass cloth PTFE</i>	2.88	2.88	2.43	2.45 ± 0.04	1.6

Tableau IV.2 : Constantes diélectriques de quelques matériaux anisotropes utilisés comme substrats en hyperfréquence

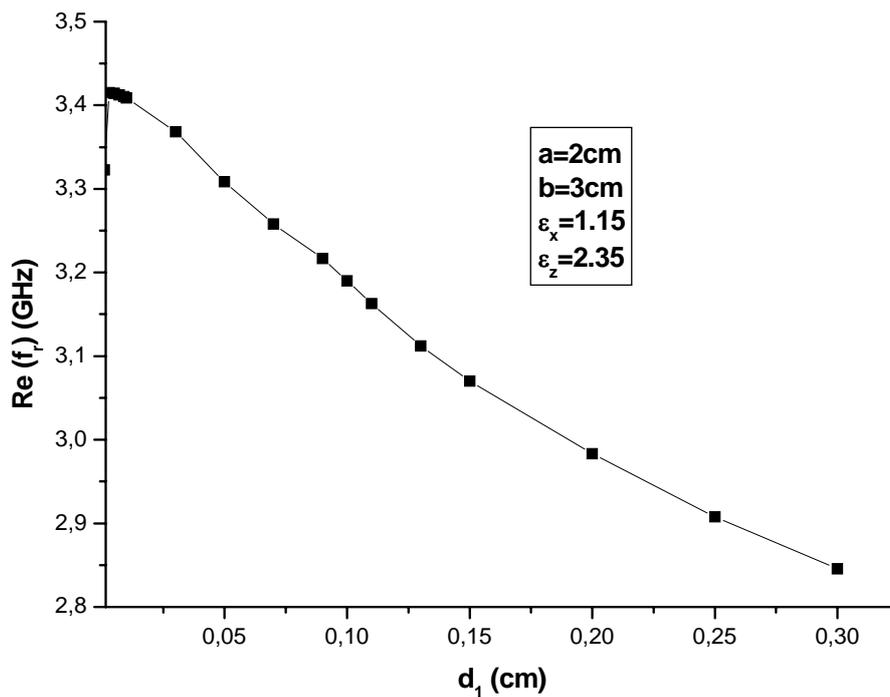


Figure IV.7-(a) : fréquence réelle de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat anisotropie

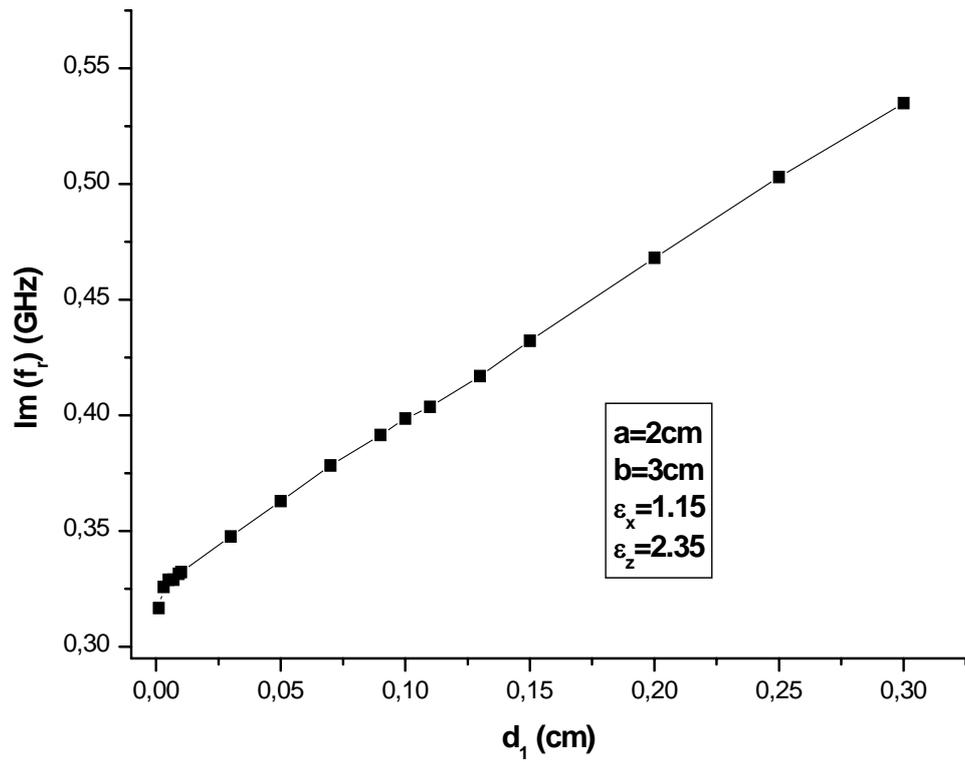


Figure IV.7- (b) : fréquence imaginaire de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat anisotropie

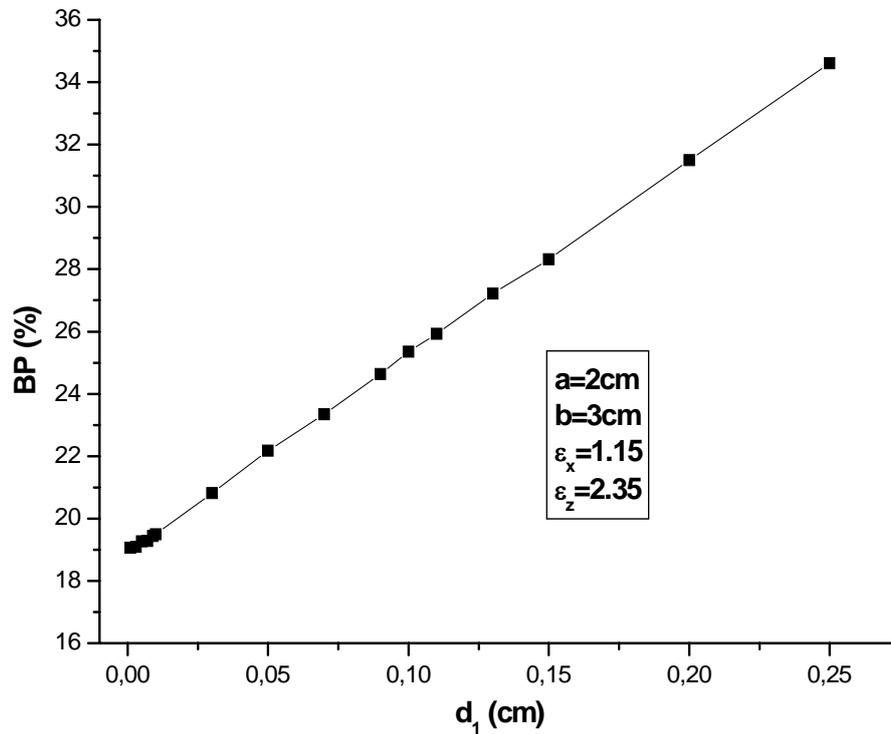


Figure IV.7-(c) : *Bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat anisotropie*

IV. 4. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats numériques concernant l'effet d'un substrat isotrope et anisotrope sur la fréquence de résonance complexe d'un résonateur microbande rectangulaire, et la constante de propagation d'une ligne de transmission tenant compte de l'influence de la ferrite sur la perméabilité effective.

Nos résultats sont confrontés à certain nombre de données fournis dans la littérature. Ils sont généralement en bon accord.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Nous avons présenté dans notre travail, une étude de certaines structures planaires, plus précisément, les lignes de transmissions planaires et les résonateurs microbandes rectangulaires

L'objet de ce travail était de modéliser ces deux structures planaires implantées sur différents substrats diélectriques (matériau diélectrique isotrope et anisotrope).

Notre modélisation a été effectuée par l'analyse spectrale, cette méthode est utilisée pour dériver le tenseur spectral de Green dans le domaine des transformées vectoriel de Fourier. Ensuite, on a formulé l'équation intégrale du champ électrique basé sur les conditions aux limites de la structure. La méthode des moments procédure de *Galerkin* nous a permis par la suite de résoudre l'équation intégrale pour arriver à un système d'équation homogène. Et pour une évaluation efficace des modes nous avons choisi dans notre travail un ensemble de fonctions de base dans lequel les composantes du courant surfaciques sont vérifiées afin d'assurer une convergence rapide et correcte des résultats. La résolution numérique de l'équation intégrale du champ électrique a été présentée dans le dernier chapitre.

Etude, qui a mené à la détermination de certaines caractéristiques des structures planaires : la constante de propagation de la ligne de transmission et la fréquence de résonance complexe du résonateur microbande rectangulaire ainsi que la bande passante.

Les différents résultats obtenus sont:

- La connaissance du tenseur de perméabilité pour une aimantation quelconque nous a permis d'étudier le comportement électromagnétique d'une ligne simple et de celle microruban implantée sur ferrite (caractérisée par un tenseur de perméabilité, selon une anisotropie suivant l'axe des x) placée dans un boîtier métallique: les valeurs de la constante de propagation β et la permittivité effective μ_{eff} de ces lignes ont été accessibles grâce à un logiciel basé sur la méthode SDA.
- L'introduction de la ferrite a amélioré les caractéristiques de la microbande, car elle ne diffère pas du diélectrique mais présente surtout de faibles pertes, une constante de permittivité atteignant 16 et une perméabilité au voisinage de 20000 ce qui élargie la plage de fréquence de travail de la microruban. Ce matériau est doté d'une anisotropie dont la variation dépend uniquement et simplement d'un changement de la magnétisation et de ses propriétés.
- Les dispositifs tels que les isolateurs, circulateurs, antenne a polarisation circulaire sont largement utilisés du à leur non-réprocité, définie dans la plage quasi-diélectrique de la

ferrite. Où le sens de la magnétisation n'influe pas sur la direction de propagation de l'onde. Les propriétés du circuit dans ce cas dépendent du sens d'insertion du dispositif micro-onde. Si ce dernier est fixe, c'est le sens de propagation de l'onde, et donc son vecteur d'onde, qui déterminera le comportement de l'ensemble. C'est cette propriété qui est la plus utilisée dans les dispositifs non réciproques usuels.

La modélisation d'un résonateur, microbande de forme rectangulaire planaire, dans le domaine spectral, consiste à vérifier les conditions aux limites du champ électromagnétique sur le plan de la discontinuité, cela possède une écriture convenable de l'équation intégrale. Sa résolution permet d'obtenir des équations matricielles très intéressantes, qui relient le champ électrique tangentiel avec les courants dans le plan conducteur (patch).

En évaluant, d'une part la fréquence de résonance d'un résonateur microstrip rectangulaire simple, implanté sur substrat isotrope, tout en tenant compte des résultats préalablement publiés ; et en déterminant d'autre part la fréquence complexe et la bande passante d'un résonateur dont la structure est un patch imprimé sur substrat diélectrique uniaxialement anisotrope, les résultats numériques que nous avons développés ont montré :

- Une augmentation des dimensions planaires de la plaque conductrice rectangulaire a pour effet d'abaisser la fréquence complexe et vice versa. D'autre part, en considérant des valeurs élevées de la permittivité du substrat diélectrique la fréquence complexe subit une diminution considérable.
- Une diminution de la fréquence de résonance réelle, cas des fonctions de base sinusoïdal, avec une augmentation de l'épaisseur du substrat ou de la constante diélectrique, par contre un élargissement de la bande passante a été remarqué. La partie imaginaire indique les pertes par rayonnement de la structure. Un rayonnement moins faible pour des épaisseurs ou des constantes diélectriques élevées. Apparition du phénomène des ondes de surfaces a été souligné, inconvénient très gênant pour les résonateurs conçus sur des substrats à constante diélectrique ou épaisseur élevées.
- Une influence des différents paramètres à savoir l'épaisseur du substrat, la constante diélectrique, le rapport d'anisotropie et les paramètres dimensionnels sur la fréquence de résonance et la bande passante a été aussi considérée selon une étude importante autour du phénomène d'anisotropie pour ce type de résonateur.
- Une étude de la convergence des résultats numériques, que nous avons même montrée qu'une convergence rapide a été obtenue par la méthode des moments qui est numériquement efficace.

ANNEXES

ANNEXE A

Le Choix de ϵ_r

Il a été remarqué que la constante diélectrique du substrat utilisée est le paramètre le plus sensible et le plus essentiel. Alors que le changement dans la fréquence d'opération d'une antenne microbande à substrat mince est dû seulement à une petite perturbation de la constante diélectrique du substrat comme nous montre la relation suivante:

$$\frac{\delta f}{f_0} = -\frac{1}{2} \frac{\delta \epsilon_r}{\epsilon_r} \quad \text{Où } f_0: \text{ est la fréquence de résonance de l'antenne microbande.}$$

L'étalement de la constante diélectrique relative des matériaux existents sur le marché est de 1.17 à 25 (les angles des pertes de 10^{-4} à 4.10^{-3}) les substrats (**PTFE : Poly Téra Fluoro Ethylène**), sont largement utilisés à cause de leurs propriétés électrique et mécanique désirées et aussi à cause d'une large gamme des épaisseurs possibles. Leurs change de 2.10 pour le (**PTFE un reinforced**) jusqu'à 2.47 (PTFE quartz reinforced).

Pour les applications à constante diélectrique élevée, les substrats de céramique d'alumine tel $9.7 < \epsilon_r < 10.3$ sont fréquemment utilisés.

Mais les substrats typiques qui sont commercialement valables on a:

- ♦ K-6096 Téflon / glass cloth ($\epsilon_r \approx 2,5$)
- ♦ RT / duroid - 5880 PTFE ($\epsilon_r \approx 2,2$)
- ♦ Téflon rempli de céramique ($\epsilon_r \approx 10$)

Pour le modèle habituel d'antenne on utilise généralement $\epsilon_r \approx 2,5$ ou bien des valeurs proches de cette dernière afin de renforcer les champs de dispersion.

Dans le tableau qui va suivre on donne des valeurs fréquemment utilisées des substrats micro-onde majeurs.

Constantes diélectriques et les pertes pour quelques matériaux

Matériaux	Fréquence (GHz)	ϵ_r	$\text{tang}\delta$ (25°C)
Alumina (99.5%)	10	9.5-10	0.0003
Barium tetratitanate	6	37±5%	0.0005
Beeswax	10	2.35	0.005
Beryllia	10	6.4	0.0003
Céramic(A-35)	3	5.60	0.0041
Fused quartz	10	3.78	0,0001
Gallium arsenide	10	13.	0.006
Glass (Pyrex)	3	4.82	0.0054
Glazed ceramic	10	7.2	0.008
Lucite	10	2.56	0.005
Nylon (610)	3	2.84	0.012
Parafin	10	2.24	0.0002
Plexiglass	3	2.60	0.0057
Polyethylene	10	2.25	0.0004
Polysterene	10	2.54	0.00033
Porcelain (Dry process)	100	5.04	0.0078
Rexolite (1422)	3	2.54	0.00048
Silicon	10	11.9	0.004
Styrofoam (103.7)	3	1.03	0.0001
Teflon	10	2.08	0.0004
Tetania (D-100)	6	96±5%	0.001
Vaseline	10	2.16	0.001
Water (distilled)	3	76.7	0.157

ANNEXE B

Propriétés de quelques matériaux du ferrite

Matériaux	Trans-Tech Nombre	$4\pi M_s$ (G)	ΔH (Oe)	ϵ_r	$\text{tang}\delta$	Te (°C)	$4\pi M_r$ (G)
Magnesium ferrite	TT1-105	1750	225	12.2	0.00025	225	1220
Magnesium ferrite	TT1-390	2150	540	12.7	0.00025	320	1288
Magnesium ferrite	TT1-3000	3000	190	12.9	0.0005	240	2000
Nickel ferrite	TT2-101	3000	350	12.8	0.0025	585	1853
Nickel ferrite	TT2-113	500	150	9.0	0.0008	120	140
Nickel ferrite	TT2-125	2100	460	12.6	0.001	560	1426
Lithium ferrite	TT73-1700	1700	<400	16.1	0.0025	460	1139
Lithium ferrite	TT73-2200	2200	<450	15.8	0.0025	520	1474
Yttrium garnet	G-113	1780	45	15.0	0.0002	280	1277
Aluminum garnet	G-610	680	40	14.5	0.0002	185	515

Propriétés magnétiques de différentes ferrites:

Spinelle, hexagonal et grenat

	<i>Aimantation à 20°C</i> $4\pi M_s$ (Gauss)	<i>Constante d'anisotropie à 20°C</i> K_1 (erg.cm ⁻³)
Spinelle		
MnFe ₂ O ₄	410	$-2,8 \cdot 10^4$
Fe ₃ O ₄	500	$-1,1 \cdot 10^5$
NiFe ₂ O ₄	280	$-6,2 \cdot 10^4$
Hexagonal		
BaFe ₁₂ O ₁₉	380	$3,3 \cdot 10^6$
BaFe ₁₈ O ₂₇	314	$3,0 \cdot 10^6$
BaMnFe ₁₆ O ₂₇	370	$1,9 \cdot 10^6$
Grenat		
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	140	$-5,3 \cdot 10^3$

BIBLIOGRAPHIES

BIBLIOGRAPHIE

[1]: S.R. N’Gongo

Modélisation des circuits planaires : Application à l’influence du boîtier,
Thèse de Doctorat en Electronique, INP Toulouse, 1999.

[2]: I. J. Bahl

Chapter 1 and 2, Microstrip Antenna,
Departement of Electrical Engineering University of Ottawa, Canada.

[3]: Wang Tongqing

Étude de Circuits Intègres Micro-ondes Planaires et Non Planaires,
Thèse de Doctorat, Génie Electrique, Université de Montréal, Tongqing Wang, 1998.

[4]: F. Boukchiche

Contribution a la Modélisation des Structures Coplanaires pour Application aux Composants Passifs et Actifs,
Thèse de magistère en Electronique, Université de Constantine, 2005

[5]: Kreuwels

Ligne de Transmission, chapitre I : Analyse des champs d’une ligne de transmission,
Microwave UCL.ELEC 2360

[6]: Matthew N. O. Sadiku

Transmission lines,
Elements of Electromagnetics, 3rd Ed,

[7]: Wikipédia

Ligne de transmission, Microstrip ,Microstrip Antennas, Patch Antenna, Microstrip antenna theory and design
Articles de Wikipédia, l'encyclopédie libre, licence de documentation libre GNU (GFDL).

[8]: Lherbaudiere

Lines de transmission
Hedotop, hit. Parade, 2002

[9]: T. Tech, LPKF

Technologies des lignes de transmissions, les substrats
Groupe ESIEE-Paris

[10]: I. Huynen

Résonateurs, Lignes de Transmission
ELEC2700-Hyperfrequence

[11]: Brian C. Wadell

Transmission Line Design Handbook,
Published by Artech House. Jun 02, 2003

[12]: Y. T. Lo Fellow, D. Solomon and W. F. Richards

Theory and Experiment on Microstrip
IEEE Transaction on Antennas and Propagation, Vol. AP. 27, N2, March 1979.

[13]: N. Aouabdia

Caractérisation et Modélisation d’un Capteur Micro-onde
Thèse de Magistère en Electronique, Université de Constantine, 2002

[14]: Kreuwels

Chapitre 2: Lignes de transmission aux hyperfréquences,

Partie 2, ELEC2700 – Hyperfréquences. Cours de février 2002

[15]: M. Rebert, Nelson, D. Rouers and A. Daildo

Resonant Frequency of a rectangular Microstrip Patch on Several Uniaxial Substrates

IEEE Trans Antennas and propagat, Vol 38, N^o 7, 1990.

[16]: T. Fourtaki

Caractéristique d'une antenne microbande rectangulaire, effet de l'anisotropie uniaxiale du substrat

Thèse de Magistère. Université de constantine. Avril 1999.

[17]: A. Dakna. and M. Ferchach.

Conception des antennes en technologie Microruban sous ADS

Option: MEMO-2006

[18]: M. Bihane

Contribution à l'étude des dispositifs planaires microondes à ferrites pour des applications en télécommunications

Thèse de Magister en Télécommunications, Université de Tlemcen. 2006

[19]: David M. Pozar

Radiation and Scattering from a Microstrip Patch on a Uniaxial Substrate

IEEE Tansaction on antenna and propagation, VOL. AP-35, NO. 6, JUNE 1987

[20]: R. Addaci

Evaluation de la Fréquence de Résonance Complexe et De la Bande Passante D'une Antenne Microbande Rectangulaire par la Méthode Neuro-spectrale

Thèse de magistère en Micro-onde, Université de Constantine, 2006

[21]: A. Djeha

Modélisation numérique de structures en lignes microruban suspondues couplées.

Thèse de Magistère en micro-ondes, Université de Constantine.

[22]: CH. Zebiri

Etude et simulation de structures a guide d'ondes multicouches

Thèse de Magistère en Electronique, instrumentation. Université de Sétif, 2004

[23]: T. Itoh and T. Uwano

Spectral Domain Approach

Department of Electrical and computer Engineering, Texas,

Matsushita Electric industrial Company, Japan

[24]: S. Mallegol

Caractérisation et Application de Matériaux Composites Nanostructures à la Réalisation de Dispositifs Hyperfréquences Non Réciproques,

Thèse de Doctorat en Electronique, Université de Bretagne Occidentale. 2003

[25]: M. Aletas

Couches Mince Magnétiques pour Applications Hyperfréquences,

Thèse de doctorat, Université de Limoges. Electronique des hautes fréquences et optoélectronique.2003

[26]: L. Benachour

L'effet de l'anisotropie dans un résonateur micro-onde

Thèse d'ingénieur en communication, Université de Constantine 2004

[27]: A. Bouquet, C. Dedeban and S. Piperno,

Méthode de domaines fictifs s'appuyant sur une formulation de type Galerkin discontinu

INRIA, France Telecom Recherche et Développement, Fort de la tête de Chien, Mars 2007

[28]: Sophocles J. Orfanidis

Electromagnetic Waves and Antennas

ECE Department Rutgers University 94 Brett Road Piscataway, NJ 08854-8058

[29]: A. Khellef

Contribution à l'étude du rayonnement de structures filaires microbande

Thèse de Doctorat d'état en Electronique. Université de Constantine, 1990.

[30]: Y. Tghilt

Etude d'une antenne microbande rectangulaire a gap d'air tenant compte de l'anisotropie uniaxiale du substrat

Thèse de Magistère, Université de Constantine, 2001

[31]: C. A. Balanis

Antenna Theory- Analysis and design

2nd edition, John Wiley and Sons, Inc. 1997

[32]: T. Itoh & R. Mittra

A technique for computing dispersion characteristics of shielded microstrip lines

IEEE, Trans on microwave theory and techniques, October 1974.

[33]: P. Gelin

Electromagnétisme et propagation

ELP 101 A, Telecom Bretagne, Technopôle Brest-Iroise- France Nov 2007

[34]: P. Dodd,

Configurations des lignes de transmission,

Application N° 121

[35]: G. Angénieux,

Ondes et Propagation,

Sciences et fondamentales et applications SFA,

Licence TIC, université de Savoie.

[36]: J. R. Fisk W1HR

Microstrip transmission line,

Ham Radio janvier 1978

[37]: K. R. Carver and J. W. Mink

Microstrip Antenna Technology

IEEE Tran Antennas and Propag, Vol. Ap 29, pp. 2-24, Jan1981

[38]: Gérard Hincelin

Guides Micro –Ondes,

Electronique B8 – Notes de cours. Leçon n° 8 et 9.

[39]: Kreuwels

Chapitre 1: Introduction,

ELEC2700 – Hyperfréquences. Février 2002

[40]: Z. Riah

Contribution a l'étude de résonateurs en structures planaires par application de la méthode spectrale

Thèse de Magistère, Université de Constantine, 2005

[41]: Kenneth A. O'Connor

915 MHz Microstrip Antenna,

Under the supervision of Dr. Tom Weller May 1, 2001

[42]: David R. Jackson, Jeffery T. Williams, and Donald R. Wilton,

Antennas: Representative Types

Fundamentals of Engineering Electromagnetics,

University of Houston, Houston, Texas. 2006 by Taylor & Francis Group, LLC

[43]: D. M. Pozar

Radiation and scattering From a Microstrip Patch on a Uniaxial Substrat

IEEE Trans Antennas Propagat, Vol 36, pp1827, Dec 1988

[44]: T. Itoh

Spectral domain immitance approach for dispersion characteristics of generalized printed transmission lines

IEEE Trans. on MTT, vol. 28, No 7, pp. 733-736, July 1980.

[45]: M. Rebert, Nelson, A. David. Rouers & A. Daildo Comes D'Assunçao

Resonant frequency of a rectangular microstrip patch on serval uniaxial substrates

IEEE Tran Antennas & propagat, Vol 38, N07, juley 1990.

[46]: JOHN WILEY & SONS INC

Spectral domain method for microwave integrated circuits.

D. Mirshekar- Syahkal. 1990

[47]: Joong Han Yoon & Kyung Sup KWAK

Resonant frequency of rectangular microstrip antennas on the anisotropy substrate with an air gap and superstrate

IEICE TRANS.ELECTRON, Vol.E86-C, NO.2 February 2003

RESUME

L'objectif visé à travers ce travail, consiste à modéliser le comportement électromagnétique des structures planaires tels que les résonateurs planaires et les lignes de transmission microrubans. La modélisation est réalisée par la méthode spectrale dans le domaine de Fourier associée de la procédure de *Galerkin* qui, nous a permis de déterminer les composantes du courant sur la plaque rayonnante pour que ensuite nous déduisions les propriétés essentielles des structures planaires : la constante de propagation de la lignes de transmission et la fréquence de résonance d'un résonateur microbande rectangulaires.

ABSTRAT

The objective this work; consist in analyzing the electromagnetic of the planar structures as the planar resonators and the transmission lines microrubans. The modelling is achieved by the spectral method in the domain of Fourier associates the procedure of *Galerkin* that, allowed us to determine the components of the current on the conductive plate so that then we deducted the essential properties of the planar structures: the constant of propagation of the microstrip lines and the frequency of resonance of a antennas microstrip.