

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

N° d'ordre :
Série :

MEMOIRE
Présenté en vue de l'obtention du diplôme de Magister
En ELECTRONIQUE
Option : HYPERFREQUENCES
Présenté par

Mr. Bououden Ali

Thème :

**Etude de structures planaires avec substrat
composite diélectrique ferrite par la méthode
des moindres carrés modifiée**

Examiné par le jury :

<u>Président</u> :	Mr M.Benslama	Professeur	Université de Constantine
<u>Rapporteur</u> :	Mr M.L. Riabi	Professeur	Université de Constantine
<u>Examineur</u> :	Mr A. Chaabi	Professeur	Université de Constantine
<u>Examineur</u> :	Mr M.T. Benhabiles	Maitre de conférences	Université de Constantine

Soutenu le : 26/01/2011

Dédicace

A mes Parents,

A mes Frères et Sœurs,

A toute ma Famille,

A ma fiancée Ratiba,

A tous mes Amis...

Ali

Remerciements

Mes remerciements vont au premier lieu au bon dieu pour la force, la patience et la volonté qu'il m'a donné durant ces années d'études.

*Ce travail a été effectué au laboratoire d'électromagnétisme et de télécommunication (LRET), département d'électronique, faculté des sciences de l'ingénieur, université Mentouri de Constantine, proposé et dirigé par **Mr Mohamed Lahdi RIABI**, Professeur à l'université de Constantine que Je tiens à le remercier profondément pour avoir eu l'amabilité de me proposer un sujet intéressant, de l'avoir suivi, et de m'avoir aidé à le mener à terme grâce à ces conseils précieux et à ses interventions pertinentes.*

*Je tiens à exprimer toute ma gratitude et ma reconnaissance à **Mr.M.Benslama** , Professeur à l'université de Constantine que je tien à lui exprimé toute ma gratitude et ma reconnaissance de m'avoir honoré d'accepter de présider le jury de cette thèse.*

*Mes remerciements vont également à **Mr. M.T. BENHABILES** Maître de conférences à l'université de Constantine, et à **Mr. A. CHAABI** Professeur à l'université de Constantine, pour l'intérêt porté à ce travail et en acceptant de le juger.*

Mes remerciements s'adressent également à tous mes amis d'étude et collègues de travail pour leur soutien moral et leurs conseils précieux.

Enfin, je tiens vivement à remercier ma famille pour m'avoir aidé et encouragé durant ces années de Magister.

Sommaire

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	1
-----------------------------	---

CHAPITRE I

Présentation différentes méthodes de modélisation de structures planaires

I.1. INTRODUCTION	3
I.2. Méthodes analytiques.....	3
I.2.1. La méthode de séparation de variables (ou méthode de Fourier).....	3
I.2.2. La décomposition en sommes de séries.....	4
I.2.3. La méthode des perturbations.....	4
I.3. Les méthodes numériques.....	4
I.3.1. Classification des méthodes numériques	4
I.3.2. Les Méthodes Rigoureuses.....	5
I.3.2. 1. La méthode spectral.....	5
I.3.2. 2. La méthode des éléments finis.....	6
I.3.2.3. La méthode des Moments (ou méthode des résidus pondérés)	9
I.3.2.4. Les méthodes temporelles.....	10
a) La méthode de la ligne de transmission.....	10
b) Présentation de la méthode FDTD.....	12
I.3.2.5. La méthode des moindres carrés (LSBR method)	14
I.3.2.6. La méthode des moindres carrés modifiée (LSBRM method)	15

CHAPITRE II

Généralités sur les structures planaires et les ferrites

II.1. INTRODUCTION	16
II.2. STRUCTURES PLANAIRES	16
II.3. REALISATION DES STRUCTURES PLANAIRES.....	17
II. 4. DIFFERENTES STRUCTURES PLANAIRES.....	18
II. 4. 1. Les lignes de transmissions planaires	18
II. 4. 1. 1. Définition	18

II.4.1.2. Les structures des lignes de transmissions planaires	18
1. Ligne microbande	19
2. La ligne à fente (Slotline)	19
3. la ligne coplanaire ou guide d'onde coplanaire	20
4. La ligne triplaque (stripline)	22
5. <i>La ligne à ailettes</i>	23
II. 4.2 Les résonateurs microbandes	24
II.5 Les ferrites	24
II.5.1 Etude du magnétisme	24
II.5.2. Les origines électroniques du magnétisme.....	25
II.5.3. Le moment orbital	25
II.5.4. Le moment de spin.....	26
II.5.5. Le moment magnétique total	26
II.5.6 .Les différentes classes de matériaux.....	27
II.5.7. Définition de structure de ferrite	28
II.5.8 .Propriétés des ferrites dans le domaine des micro-ondes	29
II.5.8.1. Approche du phénomène de non-réciprocité	29
II.5.8.2 .Résonance gyromagnétique.....	31
II.5.9. Les circuits non réciproques	34
II.5.9.1. Le circulateur intégré	34
II.5.9.1.1. Principe de fonctionnement d'un circulateur	34
II.5.9.1.2. Propriétés	35
II.5.9.2. Isolateur	36
II.5.9.2.1 Principe de fonctionnement d'un isolateur	36
II.5.10. les tenseurs de perméabilité	37
II.5.10.1 Tenseur de Polder : (matériaux saturés).....	37
II.5.10.2 Tenseur de perméabilité : (matériaux non saturés).....	39
a)Le Modèle de Rado40.....	40
b) Le Modèle de Green & Sandy.....	40
c) Le Modèle de Igarashi et Naïto	41

Chapitre III : Etude quasi TEM de la ligne microruban par la méthode des moindres carrés modifiée

III.1. INTRODUCTION	42
III.2. Présentation de la structure à étudier.....	43
III .3. Expressions des champs électromagnétiques	43
III .4 .Expressions des champs	45
III .5.Conditions de continuité.....	47
III .5.1 . Cas électrostatique	47
III .5.1.1. Conditions aux limites à l'interface $x=0$	48
III .5.1.2. Calcul de la densité de charge surfacique	49
III.5.2. Cas magnétostatique	50
III.5.2.1 Conditions aux limites à l'interface $x=0$	51
III.5.2.2 Calcul de la densité de courant	52
III .6. Application de la méthode des moindres carrés modifiée.....	52
III .7 Détermination des paramètres de la ligne microruban	54
III.7.1 Calcul de la capacité	54
III.7.2. Calcul de la Self inductance	55
III.8. Les résultats numériques.....	56
III.8.1.Ligne microruban sur substrat diélectrique	56
III .8.2 Ligne microruban sur substrat ferrite	58
III.8.3 Ligne microruban sur substrat composite diélectrique ferrite	61

CHAPITRE IV : Etude dynamique de structures planaires

IV.1. Introduction.....	68
IV.2. Analyse de structures planaires.....	68
IV.2.1 Différentes formulations théoriques.....	69
IV.2.2 La Ligne à ailettes unilatérale implanté sur un substrat ferrite.....	74
IV.2. 3 La Ligne microruban implantée sur un substrat composite diélectrique –ferrite	80
IV.3 RÉSULTATS NUMÉRIQUES ET DISCUSSIONS	81
IV.3.1. La Ligne à ailettes unilatérale implantée sur un substrat ferrite.....	81
IV.3.2. La Ligne micro-ruban implantée sur un substrat composite diélectrique ferrite	84

Conclusion générale

Bibliographie

INTRODUCCION GENERALE

INTRODUCION GENERALE

Depuis la révolution industrielle au XIXème siècle, la qualité de vie des êtres humains s'est grandement améliorée, les besoins quotidiens de l'homme n'ont pas cessé de croître et avec eux l'évolution de la science. Les conséquences de cette évolution sont le développement technologique et l'émergence des technologies de télécommunications. Ces dernières années, les télécommunications d'une façon générale et plus particulièrement dans le domaine spatial, ont connu un grand essor, préconisant ainsi un grand besoin en bandes de fréquences, ce qui nécessite forcément le développement et la réalisation d'équipements pouvant fonctionner correctement à des fréquences de plus en plus élevées.

Les hyperfréquences sont des signaux radioélectriques à variations extrêmement rapides. Le domaine fréquentiel concerné est situé entre 300 MHz et 300 GHz.

Les périodes temporelles sont comprises entre 3 ns et 3 ps alors que les longueurs d'onde mesurent de 1 mm à 1 m. Plus bas dans le spectre fréquentiel, on rencontre les ondes utilisées pour la télévision et plus haut, on entre dans le domaine optique (infrarouges).

L'électronique hyperfréquence est principalement utilisée dans les technologies radar, les télécommunications (notamment dans le domaine spatial) mais aussi pour le chauffage, le séchage, la cuisson (four micro-ondes) et le traitement de diverses maladies (diathermie). Historiquement, cette science est née avec la Seconde Guerre Mondiale, et elle a ensuite rapidement évolué parallèlement à l'ensemble de la microélectronique. Les guides d'ondes et autres tubes générateurs de signaux ont vite été remplacés par des structures planaires et des transistors.

Un des grands problèmes théoriques inhérent à l'étude de cette bande fréquentielle tient dans le fait que les longueurs d'onde sont du même ordre de grandeur que les éléments de circuit utilisés pour produire et transmettre les signaux. On ne peut donc pas considérer ces éléments comme ponctuels (électronique basse fréquence) ou comme grands devant ces longueurs d'onde (optique). Ainsi, on ne peut plus utiliser les lois de l'électronique classique et l'on s'oriente vers la théorie de la propagation des ondes électromagnétiques régie par les équations de Maxwell.

Dans le domaine des hyperfréquences, les composants passifs actuellement commercialisés, de types circulateurs, isolateurs...etc., sont fabriqués de façon unitaire à partir des substrats de ferrite et avec des structures micro ruban ou triplaque.

L'étude des circuits intégrés micro-ondes a fait l'objet de très nombreux travaux réalisés ces trente dernières années. Grâce au développement de moyens de calcul de plus en plus puissant les chercheurs ont développé des méthodes numériques qui permettent de résoudre divers problèmes aux limites complexes.

Parmi ces méthodes, la méthode des moindres carrés LSBRM, qui fait l'objet de notre travail, est bien adaptée à l'étude des structures planaires avec des géométries arbitraires.

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.

La méthode des moindres carrés a été introduite par la première fois par J.B.Davies pour l'étude des problèmes électromagnétiques bidimensionnels. Ensuite, elle a été généralisée par H.J.A.Larivière pour inclure les problèmes de valeurs propres. L'inconvénient de la méthode des moindres carrés est son taux de convergence relativement lent. Plusieurs auteurs ont essayé d'améliorer ce dernier en introduisant des fonctions des poids propres pour chaque cas de figure et qui sont déterminés d'une manière empirique.

Une amélioration du taux de convergence a été apportée en donnant naissance à une nouvelle variante de la méthode des moindres carrés, grâce à l'introduction de nouvelles fonctions des poids systématiques qui tiennent compte des singularités du champ électromagnétique aux interfaces métal diélectrique, connues sous le nom de phénomène de Gibbs[13].

Nous pouvons subdiviser le travail présenté dans ce mémoire en quatre chapitres :

- ✓ Dans **le premier chapitre**, nous avons essayé de donner un aperçu assez général sur les différentes méthodes proposées pour l'analyse des différentes structures planaires.
- ✓ **Le deuxième chapitre**, est consacré à la présentation des généralités sur les structures planaires ainsi que sur les matériaux en ferrites et leur utilisation en microondes.
- ✓ **Le troisième chapitre** concerne l'étude quasi-TEM de la ligne micro ruban par application de la méthode des moindres carrés modifiée tenant compte du phénomène de Gibbs
- ✓ **Dans le quatrième chapitre** nous nous intéressons à l'étude dynamique de structures planaires par l'application de la méthode moindre carrée modifiée LSBRM

Enfin, nous présentons les différentes conclusions et remarques tirées de ce travail tout en dégageant les éventuelles perspectives qui feront l'objet de nos recherches futures.

CHAPITRE I

**Présentation différentes méthodes de
modélisation de structures planaires**

I.1 Introduction

La conception des composants micro-ondes est la présence et l'utilisation des discontinuités¹ entre les structures propagatives. Celles-ci jouent un rôle particulièrement important pour réaliser divers types de fonctions hyperfréquences (filtrage, adaptation de puissance, etc...). L'analyse de ces discontinuités fait appel à des méthodes de modélisation électromagnétique. De nombreuses méthodes de calcul ont été développées, et sont généralement classées en deux types : analytiques et numériques.

Il existe un grand nombre de méthodes de modélisation, chacune d'elles étant plus adaptée à un certain type de problèmes. Les méthodes analytiques permettront d'analyser des structures possédant certaines symétries et dont la géométrie et le modèle de matériau restent simples. Pour des modélisations plus réalistes de géométries et de structures complexes, on choisira l'approche numérique. Les méthodes numériques ont l'avantage de progresser parallèlement aux ressources informatiques.

I.2. Méthodes analytiques

Les travaux basés sur les méthodes analytiques ont débuté entre les deux guerres avec de nombreux résultats publiés dans les années 40–60. On peut citer d'exemple: [1]

Ces méthodes permettent de résoudre les problèmes d'électromagnétisme en utilisant les principes d'électrostatique « équation de Poisson » qui recourent aux formalismes de la fonction de Green et de technique de transformée conforme [2].

I.2.1 . La méthode de séparation de variables (ou méthode de Fourier)

Cette technique est très utilisée et constitue souvent le point de départ d'autres méthodes. Le concept est simple : si l'on recherche la solution $F(x, y, z, t)$ d'une équation aux dérivées partielles (EDP) alors on propose, si la physique du problème nous le permet, d'exprimer cette fonction sous la forme :

$$F(x, y, z, t) = X(x).Y(y).Z(z).T(t) \quad (I.1)$$

On est parfois limité à :

$$F(x, y, z, t) = F(x, y).Z(z).T(t) \quad (I.2)$$

Ou à d'autres formes, mais les simplifications obtenues permettent de déterminer plus facilement les solutions générales de l'EDP [5].

I.2.2. La décomposition en sommes de séries

La méthode de séparation de variables engendre souvent la nécessité d'utiliser des séries de fonctions orthogonales. Ces séries peuvent aussi être adaptées à des EDP à variables non séparables. Après avoir choisi la forme des fonctions orthogonales approchant au mieux les phénomènes physiques, on intègre l'EDP sur l'ensemble du domaine (la méthode est dite « intégrale »). On obtient ainsi les coefficients des différents termes des séries.

I.2.3. La méthode des perturbations

Cette méthode permet d'utiliser les résultats analytiques d'une structure. Ex : guide d'ondes vide) pour modéliser une structure dérivée plus complexe (ex : guide d'ondes rempli partiellement de ferrite [1]). On considère que la variation entre les deux dispositifs est suffisamment petite pour que certaines variables électromagnétiques restent inchangées. On peut alors se concentrer sur les variations des autres variables. Bien évidemment, la méthode est précise tant que les variations du dispositif n'entraînent pas l'apparition de phénomènes physiques remettant en cause la répartition des champs électromagnétiques dans la structure.

I.3. Les méthodes numériques

I.3.1. Classification des méthodes numériques

La classification des méthodes numériques est un vaste sujet à débat. En ce qui nous concerne, nous distinguons ces méthodes selon la façon dont l'approximation de la solution s'effectue, notamment selon l'espace géométrique dans lequel s'opère la discrétisation : le passage de la solution exacte continue à une solution approchée discrétisée. Pour un problème dont la variation dans les trois directions d'espace des champs électromagnétiques est à déterminer, nous distinguons les méthodes basées sur une discrétisation en trois dimensions (3D) et celles utilisant une discrétisation en deux dimensions (2D)[2].

Dans la catégorie des discrétisations 3D, les méthodes les plus connues sont : La méthode des éléments finis FEM(Finite Element Method) [5], la méthode des différences finies FD, ou la méthode des différences finies dans le domaine temporel FTDT(finite difference time domain), la TLM (transmission line matrix method) [6]. Presque la totalité des outils commerciaux 3d fait partie de cette catégorie, grâce à : la facilité de la description des géométries variées, la variation locale de loi de constitution et des combinaisons des conditions aux limites. Par contre, la dimension du système d'équations linéaires associées est directement liée à la complexité de la structure étudiée et à la longueur d'onde de travail ; on se retrouve vite à la limite des ressources à informatiques et a un temps de calcul important quand le rapport géométrie/longueur d'onde dépasse quelques dizaines.

Dans la deuxième catégorie, l'approximation de la solution ne se fait pas directement à partir des équations de Maxwell en forme intégrale ou différentielle, mais bien après des calculs formels dans lesquels les propriétés des solutions en champs électromagnétiques, dans des structures canoniques, sont mises au profit pour réduire un problème 3D à l'étude des champs EM sur une surface, ou un problème 2D à l'analyse des champs sur un contour. L'effort de ce calcul formel est généralement récompensé par un gain, à la fois, en temps de calcul et en besoin informatique (espace mémoire par exemple) ; par contre, peu d'outils de cette famille peut prétendre à une versatilité comparable à celle de la première catégorie, à cause des calculs formels s'appuyant le plus souvent sur des hypothèses limitative [3],[4].

I.3.2 Les Méthodes Rigoureuses

I.3.2.1 La methode spectrale

La méthode spectrale a été largement développée par Itoh et Mittra [6] pour le problème de la détermination des caractéristiques dispersives de la microbande blindée. Elle est numériquement simple et efficace.

Une des caractéristiques essentielles de la méthode est son utilisation dans le domaine des transformées de Fourier.

Elle permet d'extraire les solutions d'équations algébriques plutôt que l'équation intégrale couplée qui apparaissent lorsqu'on travaille dans le domaine espace.

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 est de type :

$$[A][\tilde{E}] = [\tilde{J}] \quad (I.3)$$

$$[B][\tilde{J}] = [\tilde{E}] \quad (I.4)$$

$[\tilde{E}]$ et $[\tilde{J}]$ étant les inconnues.

A et B sont des matrices dont les éléments en fonction de la fréquence et de tous les paramètres de la structure suivant le type de problème posé, il sera plus commode d'utiliser l'une ou l'autre équation.

$[\tilde{E}]$ et $[\tilde{J}]$ étant définies dans des espaces disjoints, l'application du théorème de Parseval permet d'éliminer l'une des inconnues, un choix convenable des fonctions de base pour $[\tilde{E}]$ ou $[\tilde{J}]$ nous fournit l'équation de dispersion.

1.3.2.2 La méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis est conceptualisée par A. Hrennikoff et R. Courant dans les années 1940 pour résoudre des problèmes de mécanique de structures [8]. Quelques années plus tard, elle est introduite en électromagnétisme pour résoudre l'équation de Maxwell. C'est un outil mathématique qui résout de manière discrète les équations aux dérivées partielles. De manière générale, l'équation porte sur une fonction spécifique définie sur un domaine et comporte des conditions aux bords permettant d'assurer existence et unicité de la solution.

Elle nécessite de discrétiser et de mailler le système physique à modéliser (chaque cellule du maillage contient alors les constantes physiques du matériau mis en jeu). On approxime ensuite les EDP régissant ce système avec le principe des différences finies. Enfin, on résout les équations en chaque point du maillage en prenant en compte les conditions initiales ainsi que les conditions aux limites du système. Les points essentiels à assurer pour cette méthode sont la précision des calculs et la stabilité de l'algorithme (un algorithme est stable lorsque une erreur survenant à une étape donnée produit à l'étape suivante une erreur de plus petite importance). Trois types d'erreurs vont apparaître : les erreurs dans le modèle du système, les erreurs dues à la

discrétisation de l'espace (on aura la possibilité de mailler plus finement cet espace au détriment des coûts en temps de calcul et en mémoire système) et les erreurs d'arrondis des nombres dans le calculateur (on utilise au minimum des nombres codés en double précision). Il faut noter qu'un maillage plus fin utilisé pour réduire le second type d'erreurs va augmenter le nombre d'opérations et ainsi les erreurs du troisième type. Un grand nombre de méthodes utilisant les différences finies sont dites méthodes variationnelles. Elles fonctionnent en minimisant une expression que l'on sait stationnaire pour la solution réelle du problème (le plus souvent, il s'agira d'une fonctionnelle d'énergie). Une faiblesse majeure de la méthode des Différences Finies est la difficulté de l'erreur. Enfin, il faut noter que le fait d'utiliser des maillages non-uniformes est indispensable pour modéliser certaines structures. Un développement des différences finies a été effectué dans le domaine temporel par Yee [7].

La méthode des éléments finis repose sur un découpage de l'espace selon un maillage. D'habitude l'on choisit un maillage tétraédrique qui a l'avantage de s'adapter facilement aux structures complexes mais rien n'empêche de le modifier suivant la géométrie du domaine et de mailler plus finement certains endroits que d'autres (Figure I.1). La résolution de l'équation aux dérivées partielles sur chaque nœud du réseau des éléments finis donne une solution approximée par des fonctions d'interpolation.



Figure I.1 Exemples de maillages adaptatifs utilisés en FEM.

L'équation aux dérivées partielles ne peut pas être résolue directement dans le maillage. Elle doit pour cela être écrite sous une forme variationnelle. Cette forme contient les informations de l'équation aux dérivées partielles et les conditions aux limites. Le principe consiste à minimiser ou maximiser l'énergie autour de la solution réelle.

Parallèlement, la solution est approximée sur un élément par des fonctions d'interpolation α_i . La même base de fonctions d'interpolation est utilisée pour tous les éléments qui sont très souvent une famille de fonctions polynômes. Pour simplifier, les fonctions d'interpolation d'un

élément sont nulles au-delà de cet élément. La somme de ces fonctions d'interpolation pondérées par des coefficients ψ_i nous donne la solution sur un élément.

$$u_{\text{élément}} = \sum_{i=1}^N \psi_i \alpha_i \tag{I.5}$$

Enfin, la solution u est remplacée dans la formulation variationnelle par la solution approximée. Un système d'équation dont les variables sont les coefficients ψ_i de chaque élément est obtenu et la solution finale en est extraite.

Le logiciel qui utilise la méthode des éléments finis en électromagnétisme est HFSS. Il a été commercialisé par la société ANSOFT pour modéliser des dispositifs propagatifs en résolvant l'équation de Maxwell :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - \nabla \nabla \cdot \mathbf{E} - k_0^2 \epsilon_r \mathbf{E} = \mathbf{J} \tag{I.6}$$

C'est un code fréquentiel : l'équation d'onde doit être résolue pour chaque fréquence. La fréquence est fixée et le champ électrique est calculé. Le balayage de fréquences permet de connaître la solution pour une gamme de fréquences, mais toujours à partir du même maillage. Il convient alors de fixer la fréquence principale la plus élevée. Ce code 3D crée un maillage tétraédrique adaptatif, c'est-à-dire qu'HFSS utilise une méthode d'interpolation combinée avec un processus itératif dans lequel un maillage est créé et automatiquement redéfini dans les régions critiques. Une solution est extraite à partir d'un maillage, puis suivant la convergence de la solution, ou affine le maillage ou non en discrétisant de manière plus précise les régions sur lesquelles un pourcentage d'erreurs est élevé. Ce processus d'itération mène à une solution avec une bonne approximation de la valeur réelle.

Pour limiter le temps de calcul, il y a plusieurs possibilités de restriction du domaine de calcul. Les plans perfect E et perfect H donnent des conditions de murs électriques et magnétiques et la fonction master-slave permet d'indiquer au logiciel que le domaine de calcul se répète périodiquement à infini en 1, 2, 3 dimensions (Figure I.2). Il est ainsi possible de modéliser une structure périodique 2D comme des surfaces sélectives en fréquences à partir d'une cellule élémentaire. Au niveau des excitations, il est possible de modéliser plusieurs types d'ondes, les simulations HFSS réalisées ci-après utilisent une onde plane classique.

Ce logiciel de modélisation permet de visualiser la répartition des champs électriques et magnétiques ainsi que des courants, de calculer la transmission et la réflexion entre des plans définis, de visualiser le diagramme de rayonnement.

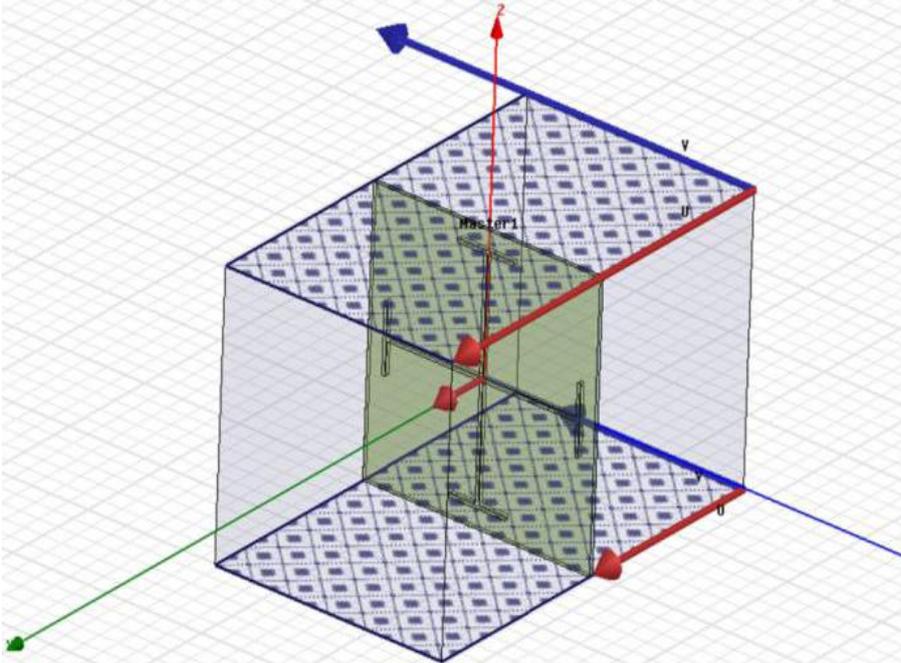


Figure. I.2 Conditions de simulations sous HFSS pour une FSS de motif périodique infini. L'onde électromagnétique arrive en incidence normale et les conditions aux limites sont de type « master-slave ».

I. 3.2.3 La méthode des Moments (ou méthode des résidus pondérés)

La méthode des Moments est une méthode fréquentielle permettant de résoudre des équations intégrales complexes en les réduisant à un système linéaire d'équations. On transforme en premier lieu l'équation intégrale régissant problème physique en une matrice représentant des sommes de fonctions pondérées. On évalue ensuite les éléments de cette matrice. Enfin, on résout l'équation matricielle Cette méthode a été popularisée dans le cadre du Génie Électrique par Harrington [9], et elle est très utilisée notamment pour la modélisation des problèmes d'antennes et de transitions entre guides. Elle reste cependant peu efficace pour les problèmes à géométrie complexe et pour ceux faisant intervenir des matériaux inhomogènes

I. 3.2.4 Les méthodes temporelles

La plupart des méthodes de modélisation utilisent une approche fréquentielle. Il existe cependant des techniques développées dans le domaine temporel. Les deux principales sont la TLM (Transmission Line Matrix) et la FDTD (Finite Difference Time Domain).

a) La méthode de la ligne de transmission

la méthode de la ligne de transmission (TLM) résout les équations de Maxwell dans le domaine temporel. L'approche de base de la méthode TLM est d'obtenir un modèle discret, résolu ensuite exactement par des moyens numériques; les approximations ne sont introduites qu'au stade de la discrétisation. Cela contraste avec l'approche traditionnelle dans laquelle un modèle continu idéalisé est d'abord obtenu, ensuite résolu par approximations.

L'algorithme TLM est basé sur une analogie simple entre la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu et la propagation des tensions et des courants dans un réseau de lignes de transmission. Cette analogie est naturelle si nous considérons la ressemblance frappante des équations de Maxwell et de l'équation des télégraphistes. Il suffit alors de simuler la propagation des tensions et courants dans un réseau de lignes de transmission adéquat pour en déduire celle des ondes électromagnétiques dans un environnement donné. Pour les systèmes électromagnétiques, le modèle discret est formé par le remplissage du domaine de calcul par un réseau de lignes de transmission de manière à ce que la tension et le courant donne des informations sur les champs électriques et magnétiques.

Par conséquent, elle considère le domaine de calcul comme un maillage de ligne de transmissions. Le point où les lignes de transmission se croisent est considéré comme un nœud. A chaque pas de temps, les impulsions de tension arrivent sur chaque nœud de la ligne de transmission. Ces impulsions sont ensuite dispersées pour produire une nouvelle série d'impulsions qui deviennent des nœuds adjacents incidents lors du prochain pas de temps. La relation entre les impulsions incidentes et dispersées est déterminée par la matrice de diffusion, qui doit être compatible avec les équations de Maxwell. La Figure. I.3 considère un exemple simple du maillage à deux dimensions de la méthode avec une tension d'impulsion d'amplitude de 1 V partant du nœud central. Cette impulsion sera partiellement réfléchi et transmise telle que la théorie de la ligne de transmission le décrit. Si nous supposons trois lignes de transmission en parallèle avec une impédance totale de $Z/3$. Les coefficients de transmission et de réflexions sont alors donnés par :

$$R = \frac{\frac{2A}{3} + Z}{\frac{2A}{3} + Z} \quad (1.7)$$

et $T = \frac{\frac{2A}{3} + Z}{\frac{2A}{3} + Z}$

Dans notre exemple, R et T sont alors égaux tous les deux à 0.5.

Les diffusions aux nœuds voisins se déroulent, de la même manière, selon le principe où chaque nœud se transforme en une source secondaire d'ondes sphériques. Ces ondes se combinent pour former l'ensemble des formes d'ondes, en accord avec le principe de propagation de la lumière d'Huygens.

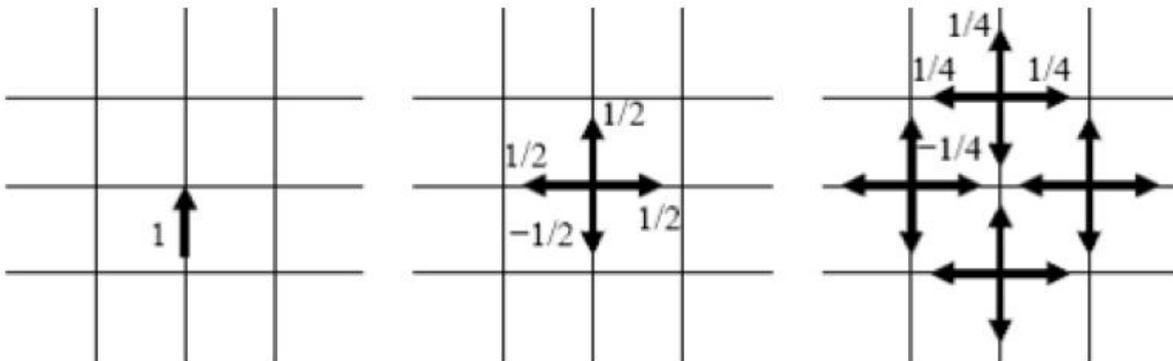


Figure. I.3. Un exemple de la méthode TLM en 2D: une tension d'impulsion incidente est diffusée deux fois.

Le nœud le plus couramment utilisé en 3 dimensions est le nœud symétrique condensé que P.B. Johns créa en 1987 [10]. Il se compose de 12 ports pour que les deux polarisations TE (transverse électrique) et TM (transverse magnétique) des champs soient fixées pour chacune des 6 faces du maillage. (Figure. I.4) D'autres éléments, peuvent être ajoutés au nœud afin que les différentes propriétés du matériau puissent être représentées.

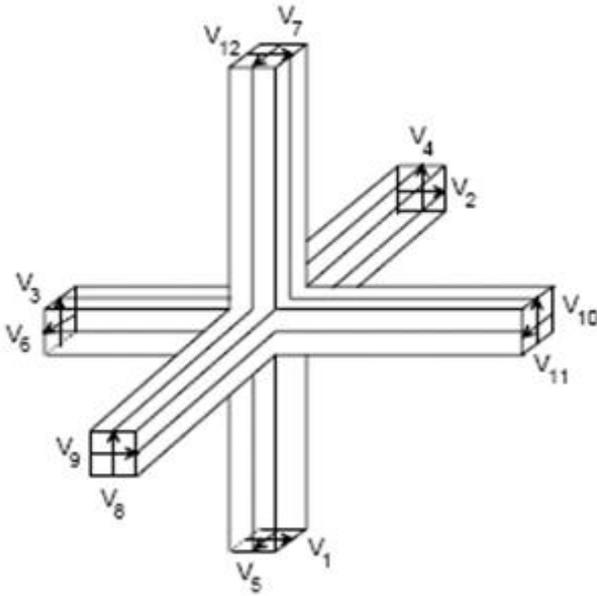


Figure. I.4 Le noeud symétrique condensé.

Microstripes est un logiciel de modélisation commercialisé par la société CST basé sur ce mode de calcul. Contrairement à HFSS où le maillage est formé de tétraèdres, la discrétisation sous Microstripes se fait par éléments rectangulaires. Les fonctionnalités sont sensiblement les mêmes : visualisation des champs, calcul des transmissions, réflexions, phases...et les conditions de modélisation se retrouvent aussi. Ainsi, les murs magnétiques et électriques permettent de symétriser la structure et la condition wrap-around est l'équivalent du master-slave d'HFSS, c'est-à-dire qu'elle crée des conditions périodiques infinies. La source utilisée est une onde plane modélisée en tant que wave-ports de fréquence de coupure nulle. Sans que chaque ligne a une impédance caractéristique Z , le signal incident voit

b) Présentation de la méthode FDTD

Depuis la fin des années 80, on assiste à un développement exceptionnel des méthodes de calcul numérique dites «**PDE partial differential equation**» Ces méthodes permettent de résoudre les équations aux dérivées partielles dans les domaines temporel ou fréquentiel. Les raisons de cet engouement sont multiples.

Parmi ces algorithmes PDE, c'est la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) ou méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel qui possède le plus grand nombre de domaines d'applications tant au niveau des structures pouvant être modélisées qu'au niveau des domaines de fréquences explorés. Cette méthode a été proposée par Kane Yee en 1966 [12] puis plus ou moins oubliée jusqu'en 1975. Cette année là, Allen Taflove [11], qui n'arrivait pas à résoudre un problème de pénétration de micro-ondes sur l'œil humain (de nombreuses cataractes avaient été observées sur des techniciens radar durant la Seconde Guerre Mondiale), décide d'utiliser l'algorithme de Yee. Malgré le succès de sa modélisation et les différentes améliorations qu'il apporte à la méthode, celle-ci retombe dans l'oubli, sans doute faute de moyens informatiques suffisants et les différentes améliorations qu'il apporte à la méthode celle-ci retombe dans l'oubli, (seule la Défense américaine continue à l'utiliser). La révolution informatique est cependant en marche et, dès la fin des années 80, elle va permettre de généraliser l'utilisation de la FDTD. Depuis lors, plusieurs centaines d'articles paraissent chaque année sur ce sujet.

La FDTD utilise une implémentation directe des équations de Maxwell dans un ordinateur. Nous donnons donc l'expression théorique de ces équations avant de découvrir la méthode d'implémentation.

Ce succès s'explique principalement par la simplicité du principe de base de la méthode. Il s'agit d'implémenter les équations de Maxwell et de les appliquer sur l'ensemble de l'espace de modélisation pour tout instant de la simulation. Or, les équations de Maxwell régissent le comportement électromagnétique de la matière, ce qui leur permet de s'appliquer quel que soit le système envisagé Théoriquement, la FDTD permet donc de modéliser des structures quelconques évidemment, dans la pratique quelques restrictions vont intervenir). C'est cette polyvalence qui constitue l'intérêt majeur de la méthode.

Pour ces deux méthodes, on numérise les dérivées temporelles et spatiales et l'on subdivise les dispositifs en cellules élémentaires (maillage). Les principaux avantages sont la modélisation de matériaux et géométries complexes ainsi que les calculs possibles sur des machines mises en parallèle. Les principaux inconvénients sont les temps de calcul et les ressources mémoire utilisés. Dans le cadre de la TLM, les différents points du maillage sont reliés par des lignes de transmission virtuelles et la modélisation des matériaux est introduite par des capacités, des inductances et des résistances. Pour la FDTD, ces matériaux sont représentés par leurs constantes physiques (permittivité, conductivité...). Le choix entre les méthodes TLM et FDTD est délicat et dépend des configurations mises en jeu.

Notons que la TLM utilise plus de mémoire que la FDTD mais qu'elle modélise mieux les

conditions aux limites (E et H sont calculés aux mêmes points). L'approche FDTD est cependant la plus directe et la plus simple. Nous ajouterons à ces différentes techniques, la catégorie des systèmes experts. Ceux-ci ne constituent pas des méthodes directes de calculs des champs électromagnétiques. Ils émettent de déterminer le comportement d'un système à partir d'une base de données des lois régissant ses différents sous-systèmes. Enfin, il faut souligner l'utilisation des méthodes hybrides qui, pour une même structure, vont utiliser plusieurs méthodes, chacune modélisant la zone du système (et/ou le domaine fréquentiel) où elle est la plus performante.

I. 3.2.5 La méthode des moindres carrés (LSBR method)

Cette méthode a été introduite pour la première fois pour résoudre les problèmes de diffraction en électromagnétisme par J.B.Davies[14]. Elle apporte une solution élégante au problème de caractérisation des discontinuités complexes dans les structures guidées. Elle se rapproche, par la forme, à la méthode des moments, de laquelle elle diffère par la présence de fonctions de poids intervenant dans les produits scalaires. Par contre, son inconvénient majeur c'est sa convergence, bien que rigoureuse, demeure cependant relativement lente. Depuis le premier article de Davies, il n'y a eu aucune contribution théorique notable.

Dans les différentes applications de la méthode des moindres carrés, aux problèmes de propagation ; nous supposons que dans un domaine D, qui sera souvent une interface entre deux milieux, nous pouvons décomposer le champ électromagnétique selon une base discrète Φ_n . Les équations de Maxwell, combinées avec les conditions aux limites sur D peuvent s'exprimer, en chaque point M_i de D sous forme d'équations linéaires de la forme :

$$\sum_n g_n(y_i)y_n = 0 \quad (I.8)$$

tel que y_i est la variable de position du point M_i . Les points M_i sont au nombre N infini. Il y a donc une infinité d'équations en y_n . Dans la pratique, on cherche une solution approchée par décomposition des champs sur un nombre fini n_0 de vecteurs $g_n(y_i)$. Du fait de la troncature, les équations ne peuvent pas être vérifiées simultanément. Ainsi, on pose que la meilleure solution est celle qui minimisera la somme des carrés des résidus [21].

Soit :

$$f(y_1, y_2, \dots, y_m) = \sum_{i=1}^N (p_i \left| \sum_m g_{mn}(y_i) y_m \right|^2) \quad (I-9)$$

les nombres p_i sont positifs et appelés poids .

Le calcul sera d'autant plus précis que l'ordre de la troncature N est grand. A la limite somme discrète sur i s'écrit sous forme intégrale, et la fonction à minimiser est donnée par :

$$\begin{aligned} f(y_1, y_2, \dots, y_m) &= \int_0^p p(y) \left| \sum_m g_m(y) y_m \right|^2 dy \\ &= \sum_{m,n} \left[\int_0^p p(y) g_m^*(y) g_n(y) dy \right] y_m^* y_n \end{aligned} \quad (I.10)$$

On pose :

$$A_{mn} = \int_0^p p(y) g_m^*(y) g_n(y) dy \quad (I.11)$$

On peut montrer aisément que ce minimum vérifie la relation suivante :

$$\sum_m A_{mn} y_n = \lambda_{\min} y_m \quad (I.12)$$

Parmi les valeurs propres possibles, nous considérons la plus petite valeur propre. La matrice A_{mn} est en général hermitienne.

I. 3.2.6 La méthode des moindres carrés modifiée (LSBRM method)

La méthode de moindres carrés modifiée est une nouvelle variante de la méthode des moindres carrés qui tient compte de la singularité des champs électromagnétiques au bord du métal diélectrique du à l'existence du phénomène de Gibbs. La différence que porte cette nouvelle variante par rapport à la méthode de moindres carrés classique est l'utilisation des fonctions de poids systématique pour pouvoir éliminer ces oscillations et permette d'obtenir des résultats numériques plus précis qui convergent plus rapidement [13].

CHAPITRE II

Généralités sur les structures planaires et les ferrites

II. 1. INTRODUCTION

Le domaine des hyperfréquences, basé sur les structures planaires, a connu depuis ces dernières années une forte demande et de très grands progrès technologiques. Les composants passifs actuellement commercialisés, de types circulateurs, isolateurs...etc., sont fabriqués de façon unitaire à partir des substrats de ferrite et avec des structures microruban ou tri plaque.

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 [15].

Dans ce chapitre, nous définissons en premier lieu les structures planaires et leur intégration dans les circuits électroniques. .et nous abordons dans le partie suivante quelques notions fondamentales sur les ferrites.

II. 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 centimétriques et millimétriques.

La technique des circuits imprimés a révolutionné les domaines de l'électronique et plus récemment [17], celui des hyperfréquences, où elle se prête particulièrement bien à la réalisation des lignes et des résonateurs microbandes.

L'utilisation de technologies planaires est nécessaire pour concevoir des dispositifs toujours plus performants tout en répondant aux contraintes en termes 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 (structures planaires) tel que les lignes de transmissions, les résonateurs planaires, guides d'ondes...

II. 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 [18].

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 [18]. 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.

Les circuits intégrés micro-ondes monolithiques CIMM et hybrides miniaturisés [19], 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 intégrés 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 10 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 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.

II. 4. DIFFERENTES STRUCTURES PLANAIRES

II. 4. 1. Les lignes de transmissions planaires

II. 4. 1. 1. Définition

Les lignes de transmissions sont généralement utilisées 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 a retard [20]-[19].

Une ligne de transmission, est un ensemble d'un (en réalité deux si l'on considère la masse), de 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 [21]-[22]. 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.

II. 4. 1. 2 Les structures en lignes de transmissions planaires

Les principaux types de lignes de transmissions planaires sont :

- 1. La ligne microbande ou microruban (microstrip) :** Elle 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) : C'est une extension de la ligne précédente, avec trois bandes métalliques et deux fentes.

4. La ligne bande ou ligne triplaque (stripline) : C'est l'une des différents types de lignes microstrip et elle 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 à 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.

1. Ligne microbande

Une ligne micro ruban (microstrip) est constituée d'une bande conductrice de largeur w et d'épaisseur t faible, séparée d'un plan de masse par une couche diélectrique d'épaisseur h et de permittivité relative ϵ_r (Figure. II. 1).

Parce que les lignes de champ entre les deux couches conductrices ne passent pas uniquement dans le diélectrique mais se perdent également dans l'air (Composante longitudinale non nulle), on a alors des modes hybrides. Afin de simplifier l'étude de cette structure, la notion de ligne effective a été introduite. Elle consiste à rechercher une modélisation équivalente par une ligne à diélectrique homogène illimité dont la permittivité (effective) est liée aux différents milieux composant la ligne.

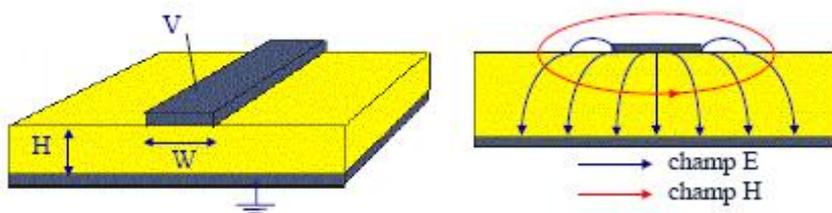


Figure . II .1- Ligne Micro- ruban (micristrip) et Distribution des champs E/M

2. La ligne à fente (Slotline)

La ligne à fente proposée par Cohn 1968, comporte deux conducteurs déposés sur la même face d'un substrat. La deuxième face n'est pas métallisée. Cette structure est particulièrement utile dans les circuits intégrés nécessitant des lignes à haute impédance (car il

est difficile d'obtenir des impédances caractéristiques inférieures à 60Ω pour les lignes à fentes). Elle est inhomogène, donc son mode de propagation est hybride. Les puissances transmises sont faibles et elles présentent des pertes par rayonnement.

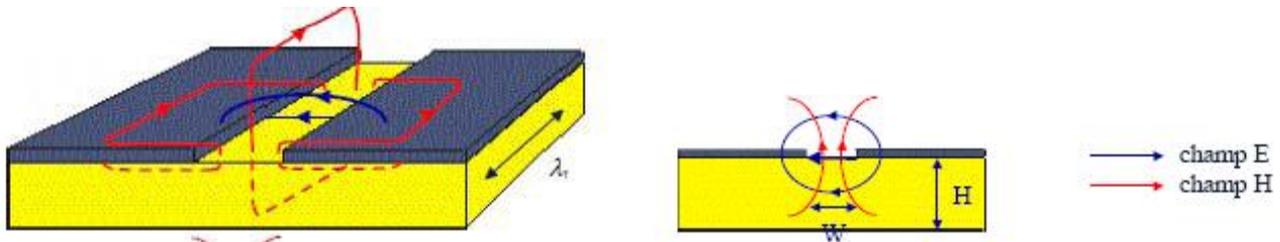


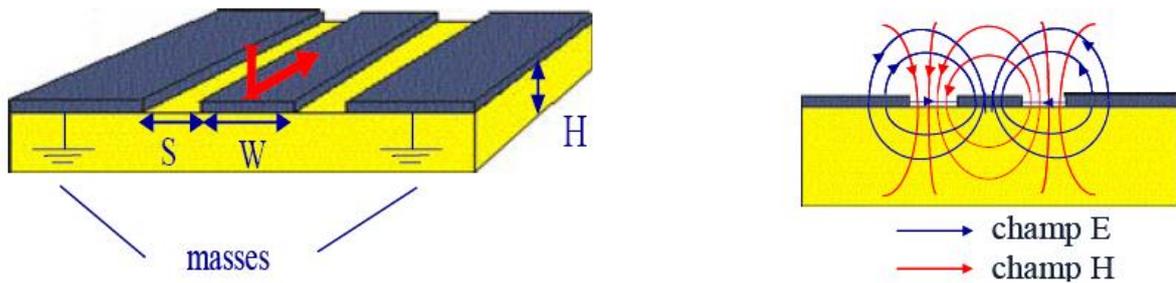
Figure . II .2- Ligne à fente (slot line) et Propagation des champs

- ✓ Le champ électrique est tangentiel à l'interface dans la fente
- ✓ Le champ magnétique a une composante longitudinale 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 ou guide d'onde coplanaire

Cette structure, proposée par Wein en 1969 est constituée par un ruban de longueur S séparé du plan de masse par deux fentes de largeur W .

La 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 . II .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).

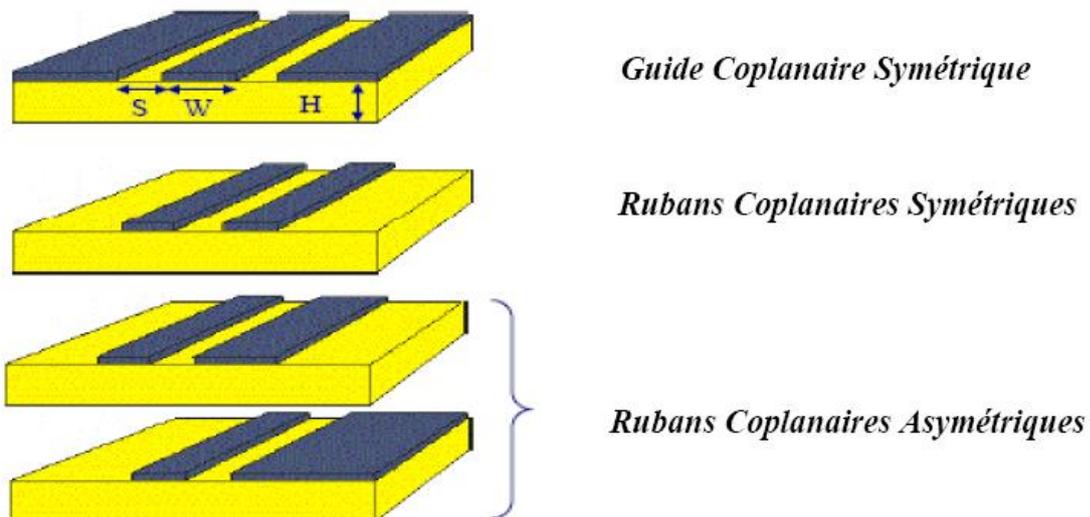


- Figure . II .3 Ligne Coplanaire (Coplanar line) et Propagation des champs

- ✓ 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 présente plusieurs types de structures qui se différencient les unes par rapport aux autres par l'épaisseur du substrat diélectrique et la largeur de bande conductrice

:



- Figure . II .4 Différentes structures des lignes coplanaires

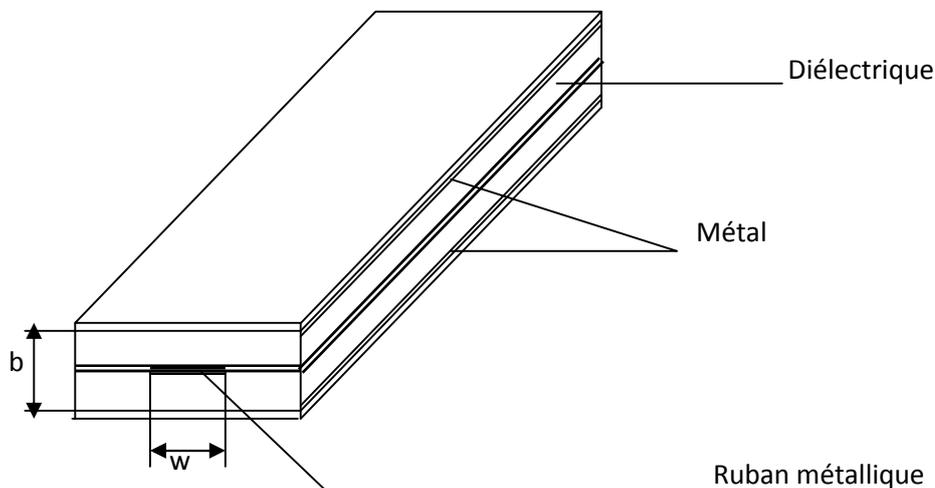
Les lignes de transmissions de ce type coplanaire ont des faibles pertes, ont été l'objet de grandes recherches basées sur le mode quasi-TEM, aussi bien que sur le calcul du mode hybride.

La plus part des calculs de pertes sont basées sur le schéma de perturbation avec l'hypothèse que l'épaisseur de métallisation est nulle aussi bien que suffisamment plus épaisse.

4. La ligne triplaque (stripline)

Cette ligne consiste en un mince ruban métallique placé entre deux plaques diélectriques métallisées sur la face externe, c'est la première micro ligne développée en 1951 par (Barret et Barnes).

Les techniques d'obtention des lignes se sont rapidement développées et sont devenues de plus en plus précises. C'est la seule microligne homogène (un seul diélectrique) purement TEM. L'impédance caractéristique peut être contrôlée par la largeur du ruban centrale. Son inconvénient principal est la difficulté de connexion avec d'autres lignes. Une étude approfondie a été proposée par (Howe et Cohn).

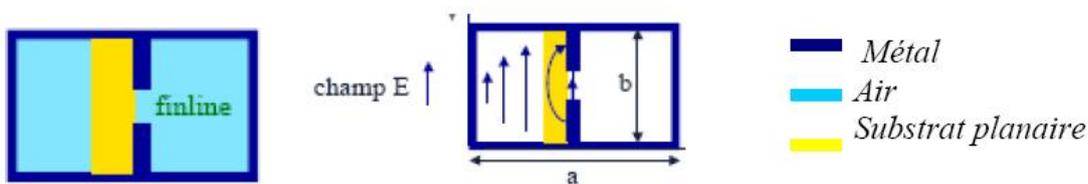


- Figure. II. 5 La ligne triplaque

5. La ligne à ailettes (finlines)

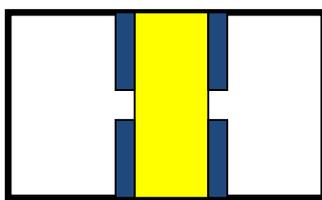
En 1972, *Meier* proposait de nouvelles lignes de transmissions quasi-planaires appelées lignes à ailettes, pour les circuits intégrés millimétriques. Il s'agit d'une ligne à fente, placée dans le plan E d'un guide métallique rectangulaire. La structure à ailette en particulier, ont été très largement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

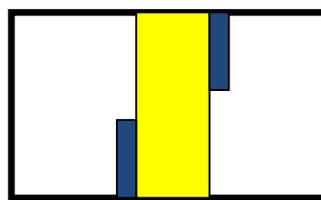


- Figure . II .6- Ligne à ailette unilatérales et propagation du champ

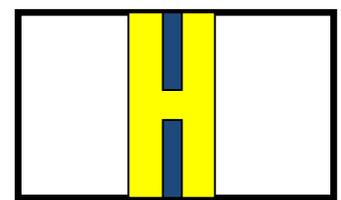
Elle peut être unilatérale- (Figure. II .6) ou bilatérale (Figure. II .7.a) et signalons aussi la structure dite opposé (antipodale) (Figure. II .7.b) et une structure isolée totalement symétrique est représentée sur la figure II .7.c



(a) Ligne à ailette bilatérales



(b) Ligne à ailette antipodale



(c) Ligne à ailette isolées

- Figure . II .5 :les différentes configurations de la ligne à ailettes

II. 4. 2. Les résonateurs microbandes

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 [16]. 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 termes de résonance, de polarisation, d'impédance d'entrée et de diagramme de rayonnement. 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.

Après avoir donné un bref aperçu sur quelques structures planaires utilisées en microondes, nous abordons dans la partie suivante quelques notions fondamentales sur les ferrites qui sont des matériaux entrant dans la fabrication de beaucoup de composants et dispositifs microondes non réciproques tels que les isolateurs, les déphaseurs, les circulateurs...etc. Ce matériau magnétique constituera le substrat de la ligne microruban que nous étudions dans ce projet.

II. 5. LES FERRITES

II.5.1 Etude du magnétisme

Un matériau magnétique est composé d'un ensemble de cristaux. Chaque cristal est une structure spatiale périodique d'ions d'éléments simples. Chacun de ces ions étant formé d'un noyau et d'un nuage d'électrons, la théorie du magnétisme doit étudier : le magnétisme des particules élémentaires, le magnétisme d'un ensemble organisé de particules : atome ou ion, le magnétisme d'un ensemble régulier d'ions (cristal), et enfin, le magnétisme d'un ensemble ordonné ou désordonné de cristaux.

Cette étude est basée sur la mécanique ondulatoire et constitue une partie importante de la physique du solide.

Dans cette partie, un exposé très simplifié sera fait sur le magnétisme électronique et sur le magnétisme ionique. Puis nous présenterons les différentes classes de matériaux magnétiques : dia-, para-, ferro- et ferrimagnétiques. L'importance de ces deux derniers types nous a conduit à développer davantage leurs propriétés macroscopiques.

II.5.2. Les origines électroniques du magnétisme

On considère, à l'intérieur d'un atome, un électron qui tourne autour du noyau (**figure II.6**).

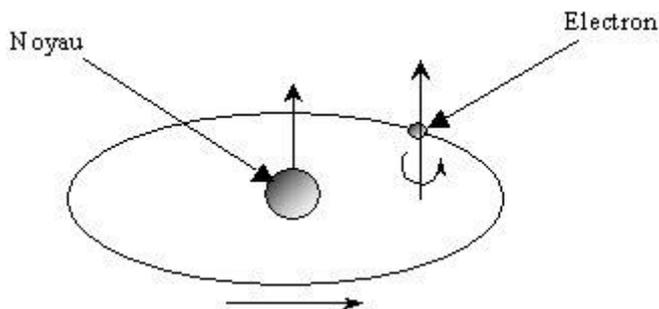


Figure: II.6 Mouvements de l'électron

A partir de là on peut définir deux notions élémentaires qui sont : **le moment orbital** et **le moment de spin**.

II.5.3. Le moment orbital

L'électron (charge e) décrit une orbite circulaire à raison de f rotations par seconde. Il est donc équivalent à un courant qui peut s'écrire sous la forme :

$$i = - e \cdot f \quad (\text{II.1})$$

Ce courant, circulant dans une spire confondue avec l'orbite, crée, d'après la loi d'Ampère, un moment magnétique :

$$\vec{\mu}_l = \pi r^2 B i \vec{n} \quad (\text{II.2})$$

où \vec{n} : normale orientée à la surface de la spire,

r : rayon de l'orbite.

Le moment $\vec{\mu}_L$ est appelé le moment orbital. Ce moment est quantifié : il doit être un multiple du magnéton de Bohr défini par :

$$\mu_B = \frac{eh}{2m \cdot 2\pi} = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ A}\cdot\text{m}^2 \quad (\text{II.3})$$

où : e : charge de l'électron ($-1,607 \cdot 10^{-19}$ C),

m : masse de l'électron ($9,107 \cdot 10^{-31}$ kg),

h : constante de Planck ($6,62 \cdot 10^{-34}$ J.s).

II.5.4. Le moment de spin

De plus, nous savons que l'électron tourne aussi sur lui-même (spin) et présente donc un moment magnétique dit moment de spin ($\vec{\mu}_s$). Ce dernier est une propriété purement quantique des électrons et n'est autre que le magnéton de Bohr défini précédemment.

II.5.5 .Le moment magnétique total

Enfin, le moment magnétique total de l'atome est la somme des moments orbitaux et des moments de spin de ses électrons périphériques. La norme de ce moment peut donc s'écrire de la façon suivante :

$$\mu = J_q g \mu_B \quad (\text{II.4})$$

où J_q est un nombre quantique et g un facteur dit facteur de Landé. Pour les ferrites ce facteur g est très légèrement supérieur à deux.

En réalité, la théorie est beaucoup plus complexe que cela puisqu'elle fait intervenir les quatre nombres quantiques que sont les indices de la fonction d'onde attachée à l'électron (n , l , m et s). Mais dans ce travail, il n'est pas nécessaire d'entrer dans le détail de la mécanique quantique, les relations précédentes sont suffisantes.

II.5.6 Les différentes classes de matériaux

Tout d'abord, il est nécessaire de présenter les différentes relations décrivant 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) et à l'intensité d'aimantation (J) de la façon suivante :

$$B = \mu_0 (H + M) = \mu_0 H + J \quad (\text{II.5})$$

où μ_0 représente la perméabilité magnétique du vide ($4 \cdot 10^{-7} \text{ V.s.A}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$).

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 :

$$M = \chi H \quad (\text{II.6.a})$$

Où χ est la susceptibilité magnétique du milieu. Nous pouvons aussi exprimer la perméabilité magnétique relative du matériau à partir de cette susceptibilité :

$$\mu_r = 1 + \chi \quad (\text{II.6.b})$$

A partir des valeurs de ce paramètre χ , il est possible de définir les grands groupes de matériaux magnétiques :

- ✓ Diamagnétiques : $\chi < 0$, de l'ordre de -10^{-6} ,
- ✓ Paramagnétiques : $\chi > 0$, très dispersé et inférieur à 10^{-3} ,
- ✓ Ferromagnétiques : existence d'une aimantation spontanée ou rémanente très grande et χ est très grand et varie avec H.

II.5.7 Définition de structure de ferrite

Au départ, le terme ferrimagnétisme a été créé pour décrire l'ordre des spins ferromagnétiques intervenant dans les ferrites. Les ferrites ont une structure granulaire polycristalline : chaque grain est un cristal de ferrite. Ces matériaux ont une très faible conductibilité, ce qui favorise les interactions matière-onde électromagnétique. Un ferrite est un oxyde magnétique de formule chimique Fe_2O_3MeO où Me représente un métal bivalent tel que Zn, Cd, Fe, Ni, Cu, Co, Mg.... La structure cristalline des ferrites est analogue à celle des spinelles de formule générale Al_2O_3MgO . La maille cristalline est formée : des ions oxygène répartis suivant une maille cubique à face centrée, et des ions métalliques qui se répartissent dans les interstices laissés par les ions oxygénés. Les interstices laissés par les ions O^{2-} , appelées sites, sont de deux sortes : sites A tétraédriques : au centre de quatre ions oxygène, sites B octaédriques : au centre de six ions oxygène. Une maille cristalline contient 32 ions oxygène et 24 ions métalliques. Aux 32 ions oxygène correspondent 96 interstices : 64 sites A et 32 sites B. De plus, les 24 ions métalliques se répartissent entre les différents sites suivant deux types de distribution correspondant l'une à la structure spinelle, l'autre à la structure anti spinelle ou structure inverse. La majorité des ferrites utilisées aux hyperfréquences ont une structure anti spinelle. Enfin le cas des ferrites est moins simple que le cas des cristaux métalliques. En effet, l'intégrale d'échange de deux ions métalliques dans une structure ferrite est établie en tenant compte d'une interaction de ces deux ions avec les ions oxygène les séparant (théorie du super-échange). La **figure II.7** représente schématiquement la structure cristalline des ferrites.

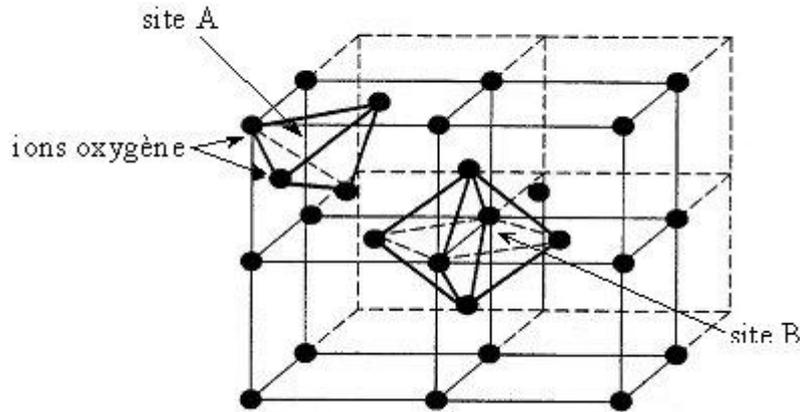


Figure: II.7: Structure cristalline des ferrites

II.5.8 Propriétés des ferrites dans le domaine des micro-ondes [16]

Le comportement particulier des ferrites en hyperfréquences quand ils sont polarisés par un champ magnétique statique afin de mieux comprendre les phénomènes physiques apparaissant dans les structures hyperfréquences.

II.5.8.1 Approche du phénomène de non-réciprocité

Afin de mieux comprendre le phénomène de non-réciprocité apparaissant dans les circulateurs à jonction Y et dans certaines autres structures hyperfréquences prenons l'exemple d'une ligne coplanaire sur une couche de ferrite.

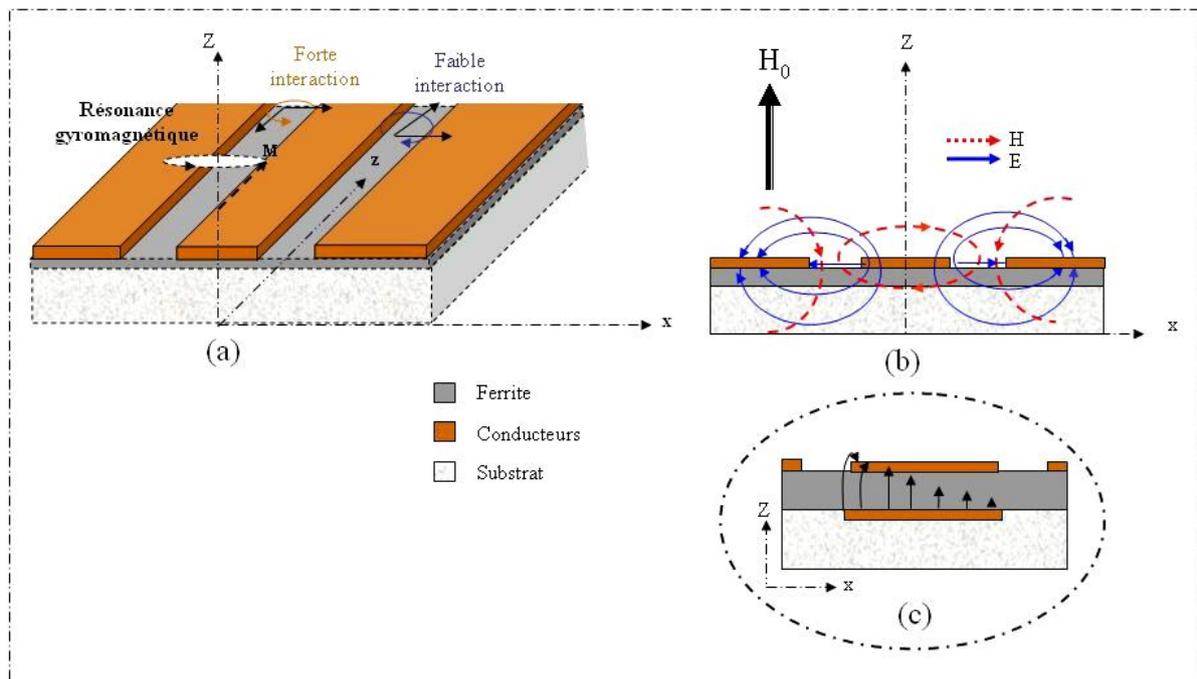


Figure: II.8: Interaction entre la polarisation du champ interne et celle du moment Magnétique

(a) Ligne coplanaire avec une couche de ferrite (b) Configuration électromagnétique (c) Coeur du circulateur

Dans un milieu constitué de ferrite aimanté verticalement, l'onde (champ magnétique RF) est polarisée elliptiquement gauche et tourne dans le même sens que la précession gyromagnétique entraînant une forte interaction de l'onde électromagnétique avec le ferrite. De l'autre côté de la structure, le champ magnétique tourne en sens inverse de la précession gyromagnétique, cela produit une faible interaction avec le matériau (Figure II-8 (a)). Cependant le circulateur n'utilise pas le phénomène de résonance gyromagnétique mais plutôt le phénomène du déplacement de champ.

Dans notre cas, c'est le plan de masse au cœur du circulateur, ainsi que la présence de ferrite dans cette région qui, conjointement, induisent le phénomène de circulation (Figure II-8(c)). La présence du plan conducteur en dessous de la couche de ferrite agit comme une transition électromagnétique. Le champ électromagnétique qui, au niveau des accès, avait la configuration coplanaire, se propage au centre du circulateur selon une configuration microruban et présente en outre, de part la géométrie de la structure, deux ondes de polarisation circulaires contrarotatives. Le phénomène de déplacement de champ y intervient

également L'interaction d'une onde électromagnétique avec le ferrite aimanté dans lequel elle se propage est liée au phénomène de précession ou résonance gyromagnétique.

II.5.8.2 Résonance gyromagnétique

En général, la plage du spectre électromagnétique, où les ferrites sont utilisés, est comprise entre 100 MHz et 100 GHz. A ces fréquences, un des phénomènes important exploité est la résonance gyromagnétique qui confère au matériau son aptitude à répondre différemment à une onde électromagnétique suivant sa polarisation. De plus, elle permet de séparer les dispositifs en deux classes distinctes :

- ✓ ceux qui travaillent à la résonance (isolateurs, filtres...),
- ✓ ceux qui travaillent hors de la résonance (circulateurs...).

La compréhension du comportement des ferrites dans le domaine des hyperfréquences est liée à l'étude du comportement d'un électron unique à des fréquences élevées. On considère un ferrite de forme ellipsoïdale et aimanté à saturation par un champ magnétique statique H_z appliqué selon une direction de facile aimantation (Figure II-11). Le champ à l'intérieur du matériau se trouve dans la même direction et son intensité vaut (expression simplifiée) :

$$H_i = H_0 - N_z M_s \tag{II.7}$$

Où N_z est le coefficient du champ démagnétisant selon Oz et M_s l'aimantation à saturation. On superpose à H_0 un champ magnétique hyperfréquence $\vec{h} e^{j\omega t}$ qui lui est perpendiculaire ($h \ll H_z$). De ce fait, un champ hyperfréquence h_i apparaît dans le matériau et l'aimantation M est alors « écartée » de l'axe Oz par l'effet de ce champ hyperfréquence:

$$\vec{M}_s = \chi \vec{H}_i + \vec{h}_i \tag{II.8}$$

Dans cette expression (Eq. II-9), χ est la susceptibilité magnétique du matériau.

$$\frac{d\vec{M}_s}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_i + \frac{d\vec{M}_s}{dt} \times \vec{B} \tag{II.9}$$

γ , H_i et M_s représentent respectivement le facteur gyromagnétique, le champ magnétique statique interne du matériau et son aimantation à saturation.

Le mouvement du vecteur d'aimantation dans l'expression (Eq. II.9) est donc composé d'un terme propre au mouvement et d'un terme lié à l'amortissement α qui dépend directement de la largeur à mi-hauteur ΔH_{eff} ou largeur de résonance par la relation :

$$\alpha = \frac{\gamma \Delta H_{\text{eff}}}{2f_r} \quad (\text{II.10})$$

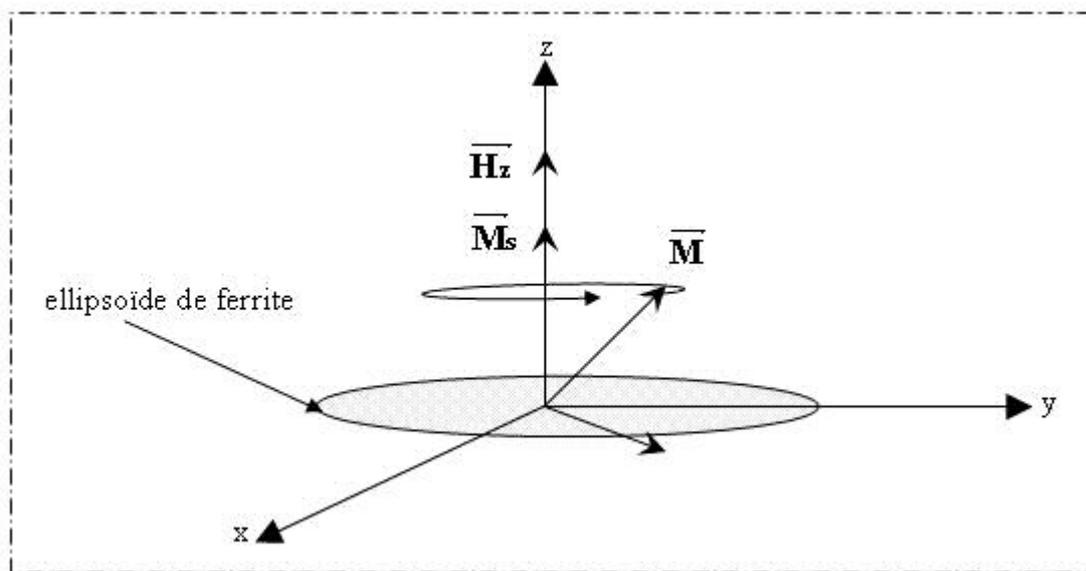


Figure II-9 : Précession de l'aimantation autour de la direction du champ magnétique

Notons que f_r est la fréquence de résonance du matériau. Cette relation (II-10) est obtenue dans le cas où le modèle de Polder est utilisé pour déterminer le tenseur de perméabilité. Nicolas [16] a montré par l'expérience que ΔH_{eff} est indépendante du champ de polarisation statique loin de la résonance et particulièrement pour de forts champs qui induisent la saturation du matériau considéré. Pourtant, selon le matériau utilisé et selon la fréquence à laquelle le dispositif micro-onde fonctionne, le choix sera orienté vers ΔH ou ΔH_{eff} (Figure II-10) pour caractériser les pertes du matériau.

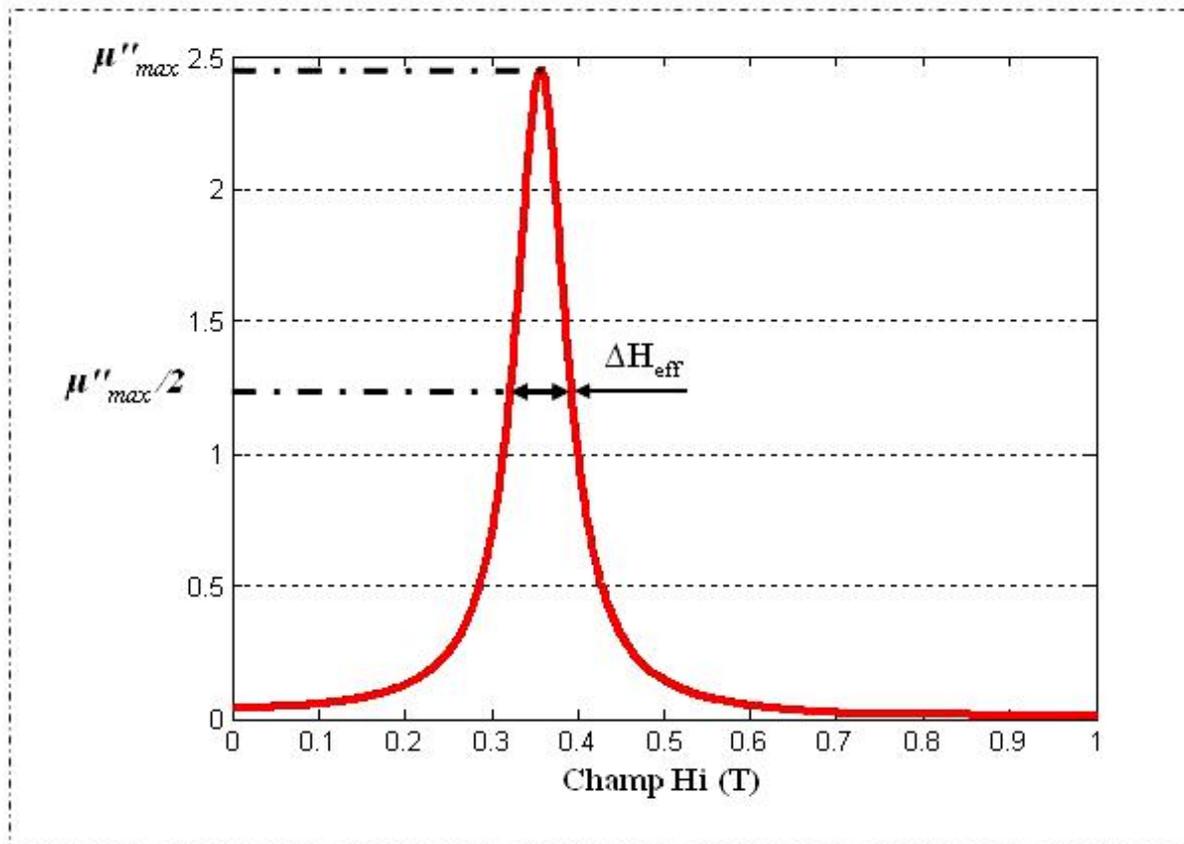


Figure II-10: Largeur a mi-hauteur de la raie gyromagnétique

Par définition la résonance gyromagnétique est liée au mouvement de précession du moment magnétique m des spins électroniques autour de la direction du champ magnétique interne H_i . L'application d'un champ magnétique continu provoque une précession libre et infinie caractérisée par une fréquence de rotation :

$$\omega_r = \omega_i = \gamma \mu_0 H_i \quad (\text{II.11})$$

Si un champ magnétique est appliqué perpendiculairement au champ polarisant, le mouvement de précession est conservé car l'aimantation tend à s'aligner sur un champ magnétique total lui-même en rotation.

Lorsque la condition $\omega_r = \omega_i$ est vérifiée, l'amplitude du mouvement de précession devient relativement grande ce qui entraîne des pertes élevées. Ce phénomène est appelé résonance gyromagnétique.

II.5.9. Les circuits non réciproques

Les composants non réciproques tels que les isolateurs et les circulateurs sont des éléments essentiels des circuits hyperfréquences. Les circulateurs assurent par exemple la séparation des signaux d'émission et de réception dans les circuits d'antenne tandis que les isolateurs ont pour intérêt d'empêcher la propagation de signaux réfléchis provoqués par des désaccords entre modules d'un système d'émission. Ces fonctions peuvent être assurées par des dispositifs passifs comportant des matériaux ferromagnétiques ou des circuits actifs à transistors.

II.5.9.1. Le circulateur intégré

Les dispositifs à ferrite (isolateurs, circulateurs, déphaseurs ...) ont connu un essor considérable durant ces dix dernières années. Les circulateurs en Y sont employés en micro-ondes à cause de leur simplicité, de leur faible encombrement et de leur prix de revient modéré.

II.5.9.1.1. Principe de fonctionnement d'un circulateur

La Figure: II.11 donne la représentation d'un circulateur en Y à trois voies. Un circulateur est un hexapôle. Il comporte trois voies à 120° les unes des autres autour d'un corps central où se trouvent les éléments qui confèrent au circulateur sa non réciprocity. Les circulateurs réalisent une transmission des ondes par substitution cyclique. En effet, quand un champ magnétique transversal lui est appliqué, il se crée dans la partie centrale un champ interne qui est tel qu'une onde entrant par la voie 1, 2 ou 3 ne peut ressortir respectivement que par la voie 2, 3 ou 1.

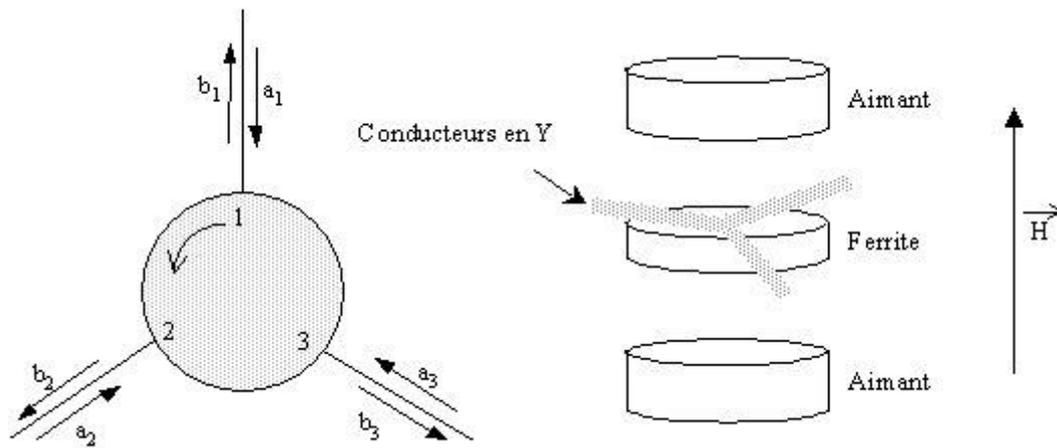


Figure: II.11: Schéma de principe d'un circulateur à trois voies

Un tel dispositif a donc deux fonctions essentielles au sein des systèmes :

Tout d'abord, il permet d'assurer une fonction d'aiguillage du signal radiofréquence dans tous les systèmes où la séparation des voies d'émission et de réception est utile (radars, transmissions par satellite, téléphonie mobile...), la seconde application se situe dans la fonction d'isolation inter-étages pour masquer une désadaptation entre deux éléments successifs dans une chaîne d'émission. Les deux grandeurs importantes pour un circulateur sont :

Les pertes d'insertions qui doivent être les plus faibles possible (< 1 dB), et une bonne isolation (30 dB). Les circulateurs modernes doivent être capables de fonctionner dans une gamme de température allant de $- 40^{\circ}\text{C}$ à $+ 85^{\circ}\text{C}$, dans une large bande de fréquences, avec de faibles pertes d'insertions et une bonne isolation.

II.5.9.1.2. Propriétés

Pour un circulateur à trois voies, les amplitudes des ondes qui entrent dans la jonction et celles des ondes qui en sortent sont reliées par la relation matricielle suivante :

$$\vec{b} = \vec{S} \vec{a} \quad (II.12)$$

Si les pertes à l'intérieur de la jonction sont supposées négligeables, la matrice S reste unitaire et est de la forme :

$$S = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II.13})$$

Celle-ci étant unitaire la propriété suivante est vérifiée :

$$S A S = 1 \quad (\text{II.14})$$

L'expression (II.14) ne fait que traduire le théorème de conservation de l'énergie.

De plus, comme la perméabilité du milieu intérieur à la jonction n'est pas scalaire, la jonction n'est pas symétrique et on a généralement :

$$S_{ij} \neq S_{ji}$$

II.5.9.2. Isolateur

Une classe de dispositifs passifs non-réciproques utilise les propriétés magnétiques des ferrites : celle des isolateurs. Ces structures sont utilisées dans des systèmes micro-ondes pour éviter que l'onde réfléchie ne vienne perturber le fonctionnement d'un autre dispositif, comme un générateur par exemple. Ils sont aussi utilisés pour l'isolation entre étages amplificateurs. Il faut ajouter que les circulateurs peuvent être configurés pour jouer le rôle d'isolateur.

II.5.9.2.1 Principe de fonctionnement d'un isolateur

La Figure: II.12 donne la représentation fonctionnelle d'un isolateur hyperfréquence. Ce dispositif a pour fonction de propager une onde électromagnétique dans un sens, alors que dans l'autre sens, il doit bloquer cette propagation. Ce composant est donc très utilisé par exemple dans les systèmes de communication pour éviter l'apparition d'échos dans les transmissions, pour protéger les éléments sensibles d'une chaîne de transmission de réflexion qui pourraient les endommager.

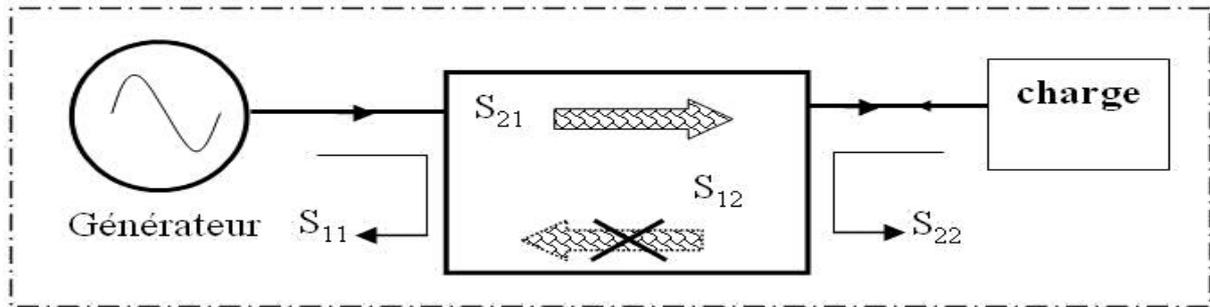


Figure: II.12: Schéma de principe d'un isolateur.

Ces quadripôles (Eq.I-1) se caractérisent par leur matrice de répartition S_{ij}

$$\text{qui s'écrit : } S_{ij} = \begin{matrix} F & S_{11} & S_{12} & G \\ & S_{21} & S_{22} & \end{matrix} \quad (\text{II.15})$$

Notons que le paramètre S_{21} est le coefficient de transmission et le paramètre S_{12} est le coefficient d'isolation. Les autres paramètres S_{11} , S_{22} sont les coefficients de réflexion au niveau de ports 1, 2. L'isolateur idéal est un dispositif adapté qui permet le passage de l'énergie dans un sens et pas dans

l'autre. Sa matrice S est donc la suivante :

$$S = \begin{matrix} F & 0 & 0 & G \\ & e^{j\varphi} & 0 & \end{matrix} \quad (\text{II.16})$$

Où φ représente le déphasage lié à la transmission d'un port vers le port suivant. Il existe différents types d'isolateurs qui fonctionnent sur des principes différents isolateurs à rotation Faraday, à résonance, à déplacement de champ, à onde de surface électromagnétique.

II.5.10. les tenseurs de perméabilité

II.5.10.1 Tenseur de Polder (matériaux saturés)

Plusieurs modèles tensoriels ont été proposés pour résoudre l'équation (Eq.II.10) et exprimer le terme d'amortissement. Dans le cas des ferrites saturés, la résolution de l'équation de mouvement du moment (Eq. II.9) amène à une perméabilité tensorielle antisymétrique exprimée par le tenseur de Polder [23] qui a la forme suivante (compte-tenu de l'orientation défini à la Figure II-11) :

$$\vec{u}_r = \begin{pmatrix} \mu_r & j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \vec{M} \quad (\text{II.17})$$

$$\mu_r = u @ j\mu. = 1 + b \frac{\omega_r + j\alpha\omega}{\omega_r + j\alpha\omega @ \omega^2} \quad (\text{II.18})$$

$$\kappa = \kappa @ j\kappa. = b \frac{\omega_r + j\alpha\omega}{\omega_r + j\alpha\omega @ \omega^2} \quad (\text{II.19})$$

$$\omega_M = \gamma\mu_0 M_s \quad (\text{II.20})$$

$$\omega_r = \gamma\mu_0 H_i$$

Les éléments du tenseur de Polder (parties réelles et imaginaires) sont représentés :

- ✓ en fonction de la fréquence avec un champ constant (Figure II-13 (a, b)
- ✓ en fonction du champ interne avec une fréquence constante (cf. Figure II-13 (c, d)).

A titre d'illustration, plaçons-nous dans les conditions suivantes : $\mu_0 M_s = 175 \text{ mT}$,
 $f = 10 \text{ GHz}$, $\alpha = 0,017$.

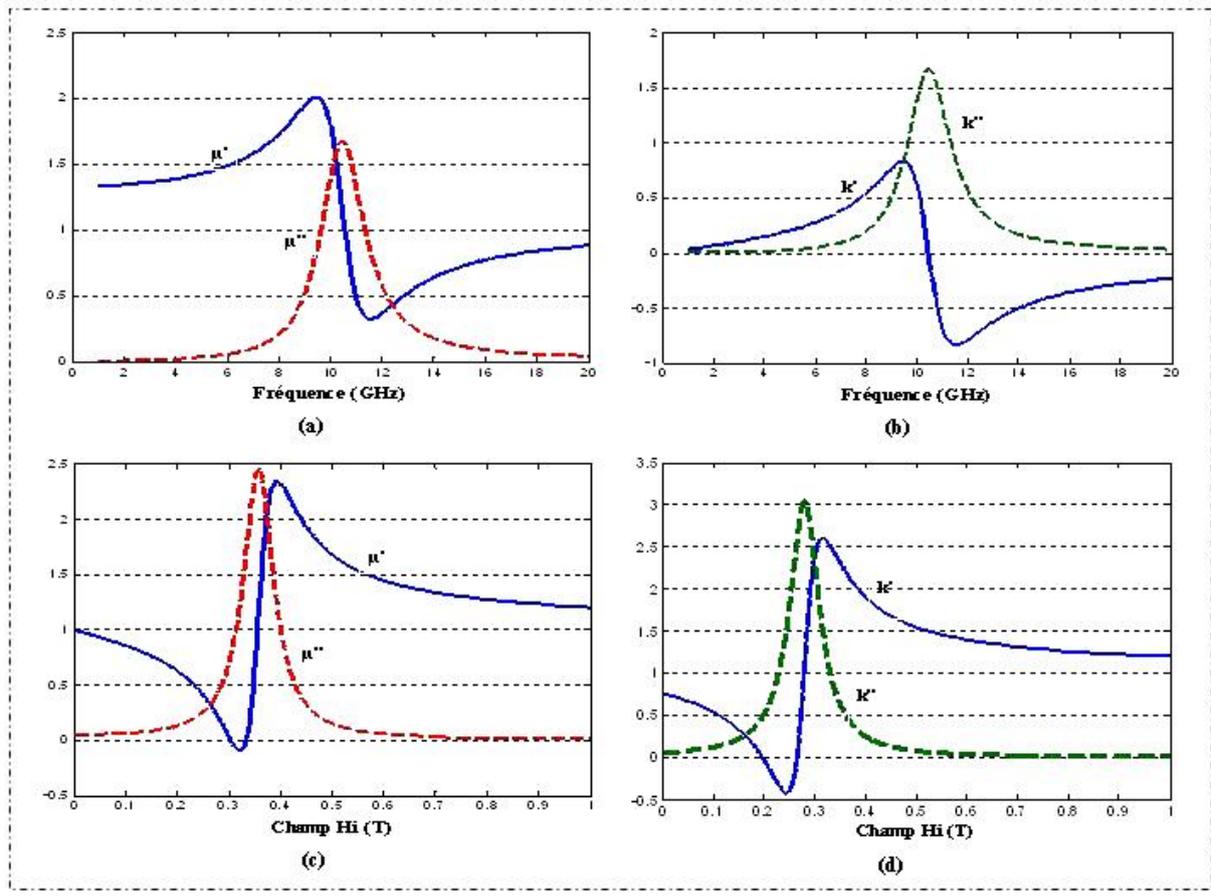


Figure II-13 : Résonance gyromagnétique des éléments de tenseur de polder

Les modèles existant du tenseur de perméabilité des ferrites non saturés s'appuient sur des hypothèses simplificatrices qui consistent, soit à faire un calcul statistique en négligeant les interactions dynamiques entre les domaines, soit à se placer dans une configuration de domaine particulièrement simple.

II.5.10.2 Tenseur de perméabilité : (matériaux non saturés)

Les expressions des éléments de tenseur (Eq.II.17) pour les ferrites nonsaturés ont fait l'objet de nombreux travaux. Nous allons présenter dans les grandes lignes les formulations de Rado , Green et Sandy

a) Le Modèle de Rado [24]

Il a publié en 1953 une théorie établie à partir d'une description des phénomènes physiques microscopiques. Ces considérations lui ont permis d'exprimer les composantes du tenseur perméabilité. Le point de départ de Rado est l'équation du moment magnétique (Eq.II.17).

Les éléments du tenseur de perméabilité issus de Rado s'écrivent :

$$\begin{aligned} \mu_r = \mu_z = 1 \\ \kappa = \gamma \frac{M}{\omega} \end{aligned} \quad (II.21)$$

où M est l'aimantation du matériau. Des résultats expérimentaux montrent, qu'après la résonance gyromagnétique, la composante de la perméabilité dans la direction du champ statique est inférieure à un. Le modèle présenté par Rado n'est donc plus valable pour modéliser de façon réaliste cette situation [25].

b) Le Modèle de Green & Sandy

Green et Sandy [26] ont mis au point une cellule permettant une mesure directe de la perméabilité en fonction de l'état d'aimantation du matériau.

D'après leurs travaux, ils ont déduit une forme empirique du tenseur perméabilité. Le tenseur de Green à la forme suivante :

$$\mu^A = \begin{pmatrix} \mu_{jk} & 0 & 0 \\ 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix} \quad (II.22)$$

Avec :

$$\begin{cases} \mu_{jk} = \mu_{jk} \\ \mu = \mu_{jk} \\ \mu_z = \mu_{jk} \end{cases} \quad (II.23)$$

D'une façon empirique, les auteurs ont proposé les expressions suivantes Pour μ_{jk} et μ_z

$$\mu_{jk} = \mu_0 + \frac{b}{1 + c^2 \frac{M^2}{M_s^2}} \quad (II.24)$$

$$\mu_z = \mu_0 \left[1 + \frac{f}{M_s} \frac{g_2^2}{\omega} \right] \quad (II.25)$$

Où μ_0 représente la valeur de μ dans l'état complètement désaimanté, c'est-à-dire :

$$\mu_0 = \frac{H}{3} \left[1 + \frac{f}{\omega} \frac{g_2^2}{M} \right] + \frac{H}{3} \quad (II.26)$$

c) Le Modèle de Igarashi et Naïto

Igarashi et Naïto [28] proposent des formules théoriques pour tous les éléments du tenseur. Ce modèle est une nouvelle amélioration du tenseur de Schlömann. Ces auteurs considèrent que le milieu est constitué de domaines à aimantations positives et négatives, sans toutefois leur imposer de formes particulières. Ils ont déterminé de manière semi-empirique l'expression du terme diagonal du tenseur de perméabilité effective :

$$\mu_e = \frac{H}{3} + \frac{2f}{3} \left[\mu^2 + \kappa^2 \right] \left[1 + \frac{f}{M_s} \frac{g_2^2}{\omega} + \mu \frac{f}{M_s} \frac{g_2^2}{\omega} \right] \quad (II.27)$$

$$\mu = 1 + b \frac{\omega + j\alpha\omega}{\omega_e + j\alpha\omega} \quad (II.28)$$

$$\kappa = 1 + b \frac{\omega + j\alpha\omega}{\omega_e + j\alpha\omega} \quad (II.29)$$

Chapitre III

**Etude quasi TEM de la ligne microruban par la
méthode des moindres carrés modifiée**

III .1 Introduction

Dans ce chapitre, nous appliquons la méthode des moindres carrés à l'étude en quasi-TEM de la ligne microruban sur substrat composite diélectrique- ferrite

La ligne microruban est une structure de transmission planaire réalisée à partir de la technique des circuits imprimés micro-ondes (CIM). Elle est inhomogène du fait de la présence de milieux de propagation différents (air, diélectrique, ferrite). L'avantage essentiel de cette structure est qu'elle est à la base de la conception de plusieurs dispositifs micro-ondes, tels que les déphaseurs et les circulateurs et qu'elle représente un bon véhicule de faibles puissances avec de faibles pertes en ondes centimétriques et millimétriques.

La structure de la figure (III -1) qui fait l'objet de notre étude, est une structure microruban multicouche dont le premier est l'air supposé sans perte, tandis que les deux autres milieux sont des substrats diélectrique et ferrite.

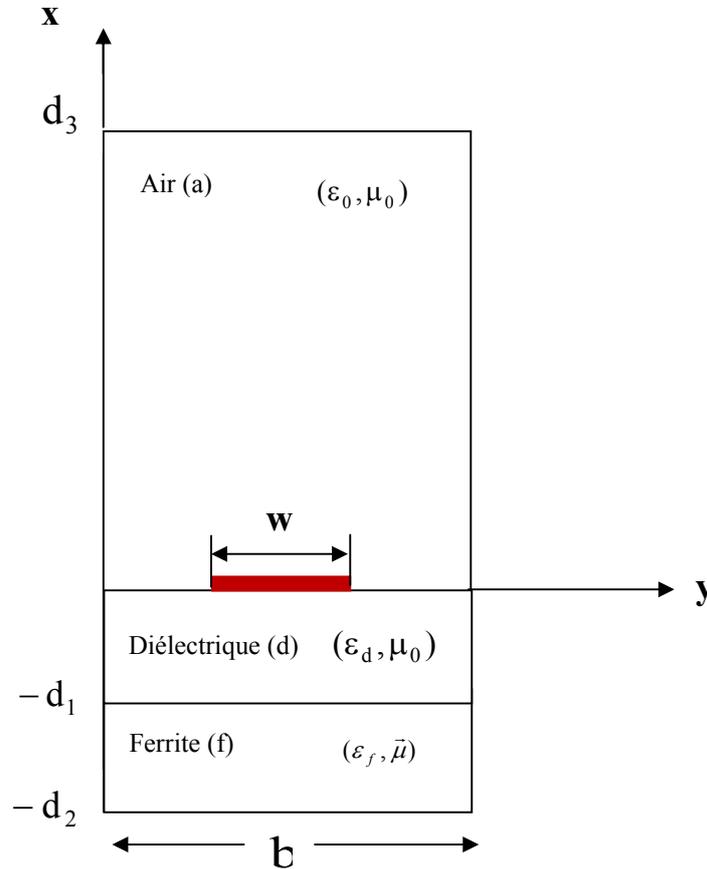
En mode quasi- TEM, les composantes longitudinales du champ électromagnétique n'interviennent pas dans les calculs, ce qui nous permet de manipuler un tenseur de dimension réduite (matrice 2X2)

$$\underline{\underline{\mu}} = \begin{bmatrix} \mu & -jk \\ jk & \mu \end{bmatrix} \quad (\text{III-1})$$

la propagation TEM ne peut pas avoir lieu dans un milieu inhomogène, cependant, aux basses fréquences, c'est à dire en dessous des fréquences de coupure des modes d'ordre supérieur, l'approximation dite " quasi -TEM " devient alors valable. Elle consiste à dire que la ligne que nous étudions peut être remplacée par une ligne équivalente ayant les mêmes paramètres caractéristiques (Z_c et β), la même géométrie, mais qui contiendrait un milieu homogène et isotrope de permittivité ϵ_{eff} et de perméabilité μ_{eff} .

III .2 Présentation de la structure à étudier

La structure de la ligne microruban à étudier est représentée ci-dessous :



Figure(III-1) : Structure de la ligne microruban blindée

$$h = d_2 - d_1$$

Il s'agit d'une ligne microruban, contenant trois régions dont un substrat composite à deux couches (diélectrique – ferrite). Sur ce substrat on dépose un ruban métallique rectangulaire (supposé sans perte) de largeur w et de longueur l , et d'épaisseur négligeable t . La structure est délimitée par deux plans de masse supérieur et inférieur.

III .3 Expressions des champs électromagnétiques

Afin de pouvoir considérer la structure comme périodique, nous supposons que deux plans conducteurs délimitent latéralement la structure . Le ferrite est polarisé

Chapitre III: Etude quasi TEM de la ligne microruban par la méthode des moindres carrés modifiée

longitudinalement, dont le tenseur perméabilité s'écrit comme dans le premier paragraphe, ses éléments μ et k s'obtiennent par les formules de G.T.Rado, E.Schlomann et J.J.Green qui sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_d = \frac{1}{3} \left[1 + 2\sqrt{1 - (\gamma 4\pi M_s / f)^2} \right] \\ \mu = \mu_d + (1 - \mu_d) \left(\frac{4\pi M}{4\pi M_s} \right)^{3/2} \end{array} \right. \quad (\text{III-2})$$

$$k = \gamma 4\pi M_s / f$$

Où :

μ_d : désigne μ lorsqu'elle est à l'état désaimantée.

f : la fréquence

$4\pi M$: L'aimantation interne.

$4\pi M_s$: L'aimantation de saturation.

γ : La constante gyromagnétique.

Sachant qu'en régime TEM les deux premières équations de Maxwell deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot} \vec{E} = 0 \\ \text{rot} \vec{H} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{III-3})$$

D'où nous pouvons tirer facilement, que :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E} = -\text{grad} V \\ \vec{H} = -\text{grad} \varphi \end{array} \right. \quad (\text{III-4})$$

En prenant la divergence des deux membres de la relation (III-3) nous obtenons :

Chapitre III: Etude quasi TEM de la ligne microruban par la méthode des moindres carrés modifiée

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{div} \vec{E} = -\Delta V = \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \operatorname{div} \vec{H} = -\Delta \varphi = \mu_0 J \end{array} \right. \quad (\text{III-5})$$

ρ : Densité de charge.

J : Densité de courant.

ϵ_0 : Permittivité du vide.

μ_0 : Perméabilité du vide.

Comme il n'y a pas de charges dans les trois régions, sauf à l'interface $x=0$, nous avons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta_T V(x, y) = 0 \\ \Delta_T \varphi(x, y) = 0 \end{array} \right. \quad (\text{III-6})$$

Δ_T : étant le Laplacien transversal.

$$\Delta_T = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

III .4 Expressions des champs

En restant dans l'approximation quasi -TEM, nous nous proposons pour chacun des deux potentiels scalaires électrique et magnétique une solution à variables séparées de la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} V(x, y) = V_1(x) \cdot V_2(y) \\ \varphi(x, y) = \varphi_1(x) \cdot \varphi_2(y) \end{array} \right.$$

L'existence de plans latéraux permet de considérer la structure comme périodique, de période p égale à la distance entre les deux murs, ce qui permet de choisir pour chacun des potentiels V et φ un développement en série de Fourier. Donc nous pouvons écrire pour chaque milieu :

$$\left\{ \begin{array}{l} V^{(i)}(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} V_n^{(i)}(x) \cdot e^{jn\beta \cdot y} \\ \varphi^{(i)}(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \varphi_n^{(i)}(x) \cdot e^{jn\beta \cdot y} \end{array} \right. \quad (\text{III-7})$$

Chapitre III: Etude quasi TEM de la ligne microruban par la méthode des moindres carrés modifiée

Où:

$$\beta = \frac{\pi}{p} \quad \text{où } p \text{ étant la période de la structure.}$$

i : désigne le milieu (diélectrique (d), ferrite (f) ou air (a)).

En combinant l'équation (III-6) avec l'équation (III-5), nous obtenons les équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \left[\frac{\partial^2 V_n^{(i)}}{\partial x^2} - (n\beta)^2 V_n^{(i)}(x) \right] e^{jn\beta \cdot y} = 0 \\ \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \left[\frac{\partial^2 \varphi_n^{(i)}}{\partial x^2} - (n\beta)^2 \varphi_n^{(i)}(x) \right] e^{jn\beta y} = 0 \end{array} \right. \quad \text{(III-8)}$$

Pour que l'équation (III-7) soit vérifiée quelque soit y appartenant à l'intervalle $[0, p]$, il faut que :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 V_n^{(i)}(x)}{\partial x^2} - (n\beta)^2 V_n^{(i)}(x) = 0 \\ \frac{\partial^2 \varphi_n^{(i)}(x)}{\partial x^2} - (n\beta)^2 \varphi_n^{(i)}(x) = 0 \end{array} \right. \quad \text{(III-9)}$$

Celle ci admet comme solution l'expression suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} V_n^{(i)}(x) = V_n^{-(i)} e^{|n\beta|x} + V_n^{+(i)} e^{-|n\beta|x} \\ \varphi_n^{(i)}(x) = \varphi_n^{-(i)} e^{|n\beta|x} + \varphi_n^{+(i)} e^{-|n\beta|x} \end{array} \right. \quad \text{(III-10)}$$

Les expressions des potentiels V et φ dans chaque milieu (i) s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} V^{(i)}(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \left[V_n^{-(i)} e^{|n\beta|x} + V_n^{+(i)} e^{-|n\beta|x} \right] e^{jn\beta y} \\ \varphi^{(i)}(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \left[\varphi_n^{-(i)} e^{|n\beta|x} + \varphi_n^{+(i)} e^{-|n\beta|x} \right] e^{jn\beta y} \end{array} \right. \quad \text{(III-11)}$$

A partir des équations(III-3), nous pouvons déduire les expressions des composantes transversales des champs électrique et magnétique dans chaque milieu (i), comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_x^{(i)}(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \left[-V_n^{-(i)} e^{|n\beta|x} + V_n^{+(i)} e^{-|n\beta|x} \right] n\beta e^{jn\beta y} \\ \vec{E}_y^{(i)}(x, y) = -j \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \left[V_n^{-(i)} e^{|n\beta|x} + V_n^{+(i)} e^{-|n\beta|x} \right] n\beta e^{jn\beta y} \end{array} \right. \quad \text{(III-12)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{H}_x^{(i)}(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \left[-\varphi_n^{-(i)} e^{|n\beta|x} + \varphi_n^{+(i)} e^{-|n\beta|x} \right] n\beta e^{jn\beta y} \\ \vec{H}_y^{(i)}(x, y) = -j \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \left[\varphi_n^{-(i)} e^{|n\beta|x} + \varphi_n^{+(i)} e^{-|n\beta|x} \right] n\beta e^{jn\beta y} \end{array} \right. \quad \text{(III-13)}$$

III .5 Conditions de continuité

Dans le traitement des ondes guidées, on se trouve souvent devant des situations où les propriétés physiques du milieu changent brusquement à travers une ou plusieurs interfaces. Le comportement des champs électromagnétiques en présence de telles discontinuités est gouverné par certaines conditions aux limites et conditions de continuité qui sont dérivées des équations de Maxwell, et qui doivent être satisfaites aux surfaces de discontinuités.

L'application des conditions de continuité ainsi que les conditions aux limites sur les différentes interfaces nous permet de déterminer facilement les conditions des champs.

III .5.1 Cas électrostatique

Nous supposons que les plans de masses sont des conducteurs parfaits, par conséquent, la composante tangentielle du champ \vec{E} s'annule sur ces plans, ce qui donne :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_y^{(a)}(d_3, y) = 0 \\ \vec{E}_y^{(f)}(d_2, y) = 0 \end{array} \right. \quad \text{(III-14)}$$

Au niveau de chaque interface, on a la continuité des composantes tangentielles du champ :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_y^{(d)}(-d_1, y) = \vec{E}_y^{(f)}(d_1, y) \\ \vec{E}_y^{(a)}(0, y) = \vec{E}_y^{(d)}(0, y) \end{array} \right. \quad \text{(III-15)}$$

A l'interface diélectrique-ferrite, il n'y a pas de charges d'où l'application du théorème de Gauss donne :

$$\varepsilon_d E_x^{(d)}(-d_1, y) - \varepsilon_f E_x^{(f)}(-d_1, y) = 0 \quad (\text{III-16})$$

Les relations (III-13), (III-14) et (III-15) permettent d'exprimer les constantes des champs électriques en fonction de $V_n^{-(f)}$, soit :

$$V_n^{+(f)} = -V_n^{-(f)} e^{-2d_2|n\beta|}$$

$$V_n^{+(d)} = V_n^{-(f)} \frac{e^{-(d_2+d_1)|n\beta|}}{\varepsilon_d} (\varepsilon_d \text{sh}(|n\beta|h) - \varepsilon_f \text{ch}(|n\beta|h))$$

$$V_n^{-(d)} = V_n^{-(f)} \frac{e^{-h|n\beta|}}{\varepsilon_d} (\varepsilon_d \text{sh}(|n\beta|h) + \varepsilon_f \text{ch}(|n\beta|h))$$

$$V_n^{+(a)} = -2V_n^{-(f)} \frac{e^{(2d_3-d_2)|n\beta|}}{\varepsilon_d} \left[\frac{\varepsilon_d C_1 + \varepsilon_f C_2}{1 - e^{2d_3|n\beta|}} \right] \quad (\text{III-17})$$

$$V_n^{+(a)} = 2V_n^{-(f)} \frac{e^{d_2|n\beta|}}{\varepsilon_d} \left[\frac{\varepsilon_d C_1 + \varepsilon_f C_2}{1 - e^{2d_3|n\beta|}} \right]$$

Tel que les constantes C_1 et C_2 sont :

$$C_1 = \text{sh}(h|n\beta|) \text{ch}(d_1|n\beta|).$$

$$C_2 = \text{ch}(h|n\beta|) \text{sh}(d_1|n\beta|).$$

III .5.1.1 Conditions aux limites à l'interface $x=0$

Pour pouvoir appliquer la méthode des moindres carrés, nous devons écrire les conditions aux limites à l'interface du ruban métallique . Dans notre cas, nous appliquons les conditions aux limites à l'interface air-diélectrique, soit :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \bar{E}_y^{(d)}(0, y) = 0 & \text{Sur le métal} \\ \varepsilon_0 E_x^{(a)}(0, y) - \varepsilon_d E_x^{(d)}(0, y) = 0 & \text{Sur l'isolant} \end{array} \right. \quad (\text{III-18})$$

En tenant compte de l'équation (IV-16), nous avons :

$$\left\{ \begin{array}{ll} j \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(e)} \cdot K_n^{(e)} \cdot e^{jn\beta y} = 0 & \text{Sur le métal} \\ \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(e)} \cdot e^{jn\beta y} = 0 & \text{Sur l'isolant} \end{array} \right. \quad (\text{III-19})$$

Avec :

$$Y_n^{(e)} = 2|n\beta|V_n^{-(r)} e^{-d_2|n\beta|} \left[\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_d \text{th}(d_3|n\beta|)} \cdot A_1 + A_2 \right]$$

$$K_n^{(e)} = \frac{\frac{n\beta}{|n\beta|} \cdot \text{th}(d_3|n\beta|) \cdot A_1}{\varepsilon_0 \cdot A_1 + \varepsilon_d \cdot \text{th}(d_3|n\beta|) \cdot A_2}$$

tel que :

$$A_1 = \varepsilon_d \text{sh}(h|n\beta|) \text{ch}(d_1|n\beta|) + \varepsilon_r \text{ch}(h|n\beta|) \text{sh}(d_1|n\beta|)$$

$$A_2 = \varepsilon_d \text{sh}(h|n\beta|) \text{sh}(d_1|n\beta|) + \varepsilon_r \text{ch}(h|n\beta|) \text{ch}(d_1|n\beta|)$$

Sachant que les opérateurs de Heaviside δ_M et δ_I sont définis par les relations suivantes :

$$\delta_M = \begin{cases} 1 & \text{Sur le métal} \\ 0 & \text{Sur l'isolant} \end{cases}$$

$$\delta_I = 1 - \delta_M$$

En posant :

$$g_n^{(e)}(y) = \begin{cases} \delta_M k_n^{(e)} e^{jn\beta y} & \text{Sur le métal} \\ \delta_I e^{jn\beta y} & \text{Sur l'isolant} \end{cases} \quad (\text{III}_{-20})$$

Alors les conditions aux limites s'écrivent finalement :

$$\sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(e)} \cdot g_n^{(e)}(y) = 0 \quad (\text{III-21})$$

Le problème consiste alors à résoudre cette équation par la méthode des moindres carrés.

III .5.1.2. Calcul de la densité de charge surfacique

En appliquant le théorème de Gauss à l'interface $x = 0$, nous obtenons :

$$\varepsilon_d E_x^{(d)}(0, y) - \varepsilon_0 E_x^{(a)}(0, y) = \rho \quad (\text{III-22})$$

En comparant les expressions (III-17), (III-18) et (III-21), nous pouvons écrire la densité de charge surfacique sous la forme suivante :

$$\rho = - \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(e)} \cdot e^{jn\beta y} \quad (\text{III-23})$$

III.5.2. Cas magnétostatique

D'une façon similaire à celle déjà faite pour le cas électrostatique nous traitons le magnétostatique en tenant compte de l'anisotropie du b ferrite où les composantes transversales de l'induction magnétique sont exprimées en fonction des composantes du champ magnétique \vec{H} et du tenseur de perméabilité comme suit :

$$\begin{pmatrix} \vec{B}_x^{(f)} \\ \vec{B}_y^{(f)} \end{pmatrix} = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu & -jk \\ jk & \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{H}_x^{(f)} \\ \vec{H}_y^{(f)} \end{pmatrix} \quad (III-24)$$

Alors :

$$\begin{cases} \vec{B}_x^{(f)} = \mu_0(\mu \vec{H}_x^{(f)} - jk \vec{H}_y^{(f)}) \\ \vec{B}_y^{(f)} = \mu_0(jk \vec{H}_x^{(f)} + \mu \vec{H}_y^{(f)}) \end{cases} \quad (III-25)$$

Au niveau des plans de masse, la composante normale de l'induction magnétique \vec{B} est nulle, ce qui nous donne :

$$\begin{cases} \vec{B}_x^{(f)}(-d_2, y) = 0 \\ \vec{B}_x^{(a)}(d_3, y) = 0 \end{cases} \quad (III-26)$$

au niveau de chaque interface, la composante normale de \vec{B} est continue, ce qui donne :

$$\begin{cases} \vec{B}_x^{(a)}(0, y) = \vec{B}_x^{(d)}(0, y) \\ \vec{B}_x^{(d)}(-d_1, y) = \vec{B}_x^{(f)}(-d_1, y) \end{cases} \quad (III-27)$$

D'autre part, on a la continuité de la composante tangentielle de \vec{H} , à l'interface diélectrique-ferrite :

$$\vec{H}_y^{(d)}(-d_1, y) = \vec{H}_y^{(f)}(-d_1, y) \quad (III-28)$$

Les relations (III-24), (III-25) et (III-26) permettent d'exprimer les constantes des champs magnétiques en fonction de $\varphi_n^{-(f)}$, soit :

$$\begin{aligned} \varphi_n^{+(f)} &= \varphi_n^{-(f)} \frac{e^{-2d_2|n\beta|} (kn\beta + \mu|n\beta|)}{(\mu|n\beta| - kn\beta)} \\ \varphi_n^{-(d)} &= \varphi_n^{-(f)} \frac{e^{-h|n\beta|}}{N_1} \left[N_2 \text{sh}(|n\beta|h) + \mu\mu_0|n\beta|^2 \text{ch}(|n\beta|h) \right] \end{aligned} \quad (III-29)$$

$$\varphi_n^{+(d)} = \varphi_n^{-(f)} \frac{e^{-(d_2+d_1)|n\beta|}}{N_1} \left[N_2 \operatorname{sh}(|n\beta|h) + \mu\mu_0 |n\beta|^2 \operatorname{ch}(|n\beta|h) \right]$$

$$\varphi_n^{+(a)} = 2\varphi_n^{-(f)} \frac{N_3 e^{(2d_3-d_2)|n\beta|}}{N_1(1-e^{2|n\beta|d_3})} \left[\mu_0\mu |n\beta|^2 \operatorname{th}(|n\beta|d_1) + N_4 \operatorname{th}(|n\beta|h) \right]$$

Avec :

$$N_1 = \mu_0 |n\beta| \cdot (\mu |n\beta| - kn\beta).$$

$$N_2 = (\mu n\beta)^2 - (kn\beta)^2 - \mu_0 kn\beta |n\beta|.$$

$$N_3 = \operatorname{ch}(|n\beta|h) \operatorname{ch}(|n\beta|d_1).$$

$$N_4 = (\mu |n\beta|)^2 - (kn\beta)^2 - k\mu_0 n\beta |n\beta| \operatorname{th}(|n\beta|d_1).$$

III.5.2.1 Conditions aux limites à l'interface $x=0$

A l'interface air - diélectrique, les conditions aux limites s'écrivent comme suit :

$$\begin{cases} \vec{B}_x^{(d)}(0, y) = 0 & \text{Sur le métal} \\ \vec{H}_y^{(a)}(0, y) - \vec{H}_y^{(d)}(0, y) = 0 & \text{Sur l'isolant} \end{cases} \quad (\text{III-30})$$

En tenant compte de (IV-27), nous avons :

$$\begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(h)} \cdot K_n^{(h)} \cdot e^{jn\beta y} = 0 & \text{Sur le métal} \\ -j \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(h)} \cdot e^{jn\beta y} = 0 & \text{Sur l'isolant} \end{cases} \quad (\text{III-31})$$

Avec :

$$Y_n^{(h)} = 2\varphi_n^{-(f)} \frac{n\beta \operatorname{ch}(|n\beta|h) \operatorname{ch}(|n\beta|d_1)}{\mu_0 |n\beta| (\mu |n\beta| - kn\beta) \operatorname{th}(|n\beta|d_3)} \left[\operatorname{th}(|n\beta|d_1) + \operatorname{th}(|n\beta|d_3) \right] \left[G_1 + G_2 \operatorname{th}(|n\beta|h) \right]$$

$$K_n^{(h)} = \frac{S_n \cdot \operatorname{th}(|n\beta|d_3)}{\operatorname{th}(|n\beta|d_1) + (\operatorname{th} |n\beta|d_3)} \cdot \frac{X_1 + \operatorname{th}(|n\beta|h) \cdot X_2}{G_1 + \operatorname{th}(|n\beta|h) \cdot G_2}$$

Avec :

$$X_1 = \mu\mu_0 (n\beta)^2 \operatorname{th}(|n\beta|d_1)$$

$$X_2 = (\mu |n\beta|)^2 - (kn\beta)^2 - \mu_0 kn\beta |n\beta| \operatorname{th}(|n\beta|d_1)$$

$$G_1 = \mu\mu_0 |n\beta|^2$$

Chapitre III: Etude quasi TEM de la ligne microruban par la méthode des moindres carrés modifiée

$$G_2 = \frac{(\mu|n\beta|^2 - (kn\beta)^2)}{\text{th}(|n\beta|(d_1 + d_3))} - \mu_0 kn\beta|n\beta|$$

$$S_n = \frac{|n\beta|}{n\beta}$$

En posant :

$$g_n^{(h)}(y) = \begin{cases} \delta_M \cdot K_n^{(h)} \cdot e^{jn\beta y} & \text{Sur le métal} \\ -j \cdot \delta_I \cdot e^{jn\beta y} & \text{Sur l'isolant} \end{cases} \quad \text{(III-32)}$$

Tel que :

δ_M, δ_I Sont les opérateurs de Heaviside définis comme suit :

$$\delta_M = \begin{cases} 1 & \text{Sur le métal} \\ 0 & \text{Sur l'isolant} \end{cases}$$

$$\delta_I = 1 - \delta_M$$

Alors les condition aux limites s'écrivent finalement :

$$\sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(h)} \cdot g_n^{(h)}(y) = 0 \quad \text{(III-33)}$$

Le problème consiste alors à résoudre cette équation par la méthode des moindres carrés.

III.5.2.2 Calcul de la densité de courant

A l'interface $x=0$, nous avons :

$$\vec{H}_y^{(a)}(0, y) - \vec{H}_y^{(d)}(0, y) = \vec{j} \quad \text{(III-34)}$$

En comparant les expressions (III-28), (III-29) et (III-32), nous pouvons écrire la densité de courant surfacique sous la forme suivante :

$$J = -j \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(h)} \cdot e^{jn\beta y} \quad \text{(III-35)}$$

III .6. Application de la méthode des moindres carrés modifiée

Dans les différentes applications de la méthode des moindres carrés, aux problèmes de propagation ; nous supposons que dans un domaine D, qui sera souvent une interface entre deux milieux , nous pouvons décomposer le champ électromagnétique selon une base discrète Φ_n . Les

Chapitre III: Etude quasi TEM de la ligne microruban par la méthode des moindres carrés modifiée

équations de Maxwell , combinées avec les conditions aux limites sur D peuvent s'exprimer, en chaque point M_i de D sous forme d'équations linéaires de la forme :

$$\sum_n g_n(y_i) y_n = 0 \quad (III-36)$$

On pose :

$$A_{mn} = \int_0^p p(y) g_m^*(y) g_n(y) dy \quad (III-37)$$

On peut montrer aisément que ce minimum vérifie la relation suivante :

$$\sum_m A_{mn} y_n = \lambda_{\min} y_m \quad (III-38)$$

Parmi les valeurs propres possibles, nous considérons la plus petite valeur propre. La matrice A_{mn} est en général hermitienne.

Dans notre étude, nous formulons la matrice des moindres carrés à partir de l'équation (III-21) pour l'électrostatique, et de l'équation (III-33) pour le magnétostatique. Ce qui concerne la fonction de poids $p(y)$, nous utilisons deux fonctions p_1y et p_2y définies sur le métal et sur l'isolant, respectivement [13]

En développant le produit scalaire, nous aboutissons à :

$$A_{mn} = K_m K_n I_{\text{cond}} + I_{\text{diél}}$$

Avec :	$K_m = \begin{cases} K_m^{(e)} \\ K_m^{(h)} \end{cases}$	Cas électrostatique
		Cas magnétostatique

$$I_{\text{cond}} = \int_{\text{métal}} p_1 y e^{j(n-m)\beta y} dy \quad (III-39)$$

$$I_{\text{diél}} = \int_{\text{diélectrique}} p_2 y e^{j(n-m)\beta y} dy$$

Une fois la valeur propre minimale et le vecteur propre correspondant sont déterminés, nous pouvons calculer le potentiel électrique et le potentiel magnétique ainsi que les composantes des champs électrique et magnétique. La densité de charge et la densité de courant sont déterminées à partir des relations (III-22) et (III-31).

III .7 Détermination des paramètres de la ligne microruban

En quasi TEM, une ligne est caractérisée par son impédance caractéristique Z_c et sa constante de propagation β . Celles-ci sont obtenues à partir des relations suivantes :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (\text{III-40}) \quad ; \quad \beta = \frac{2\pi f}{v} \quad (\text{III-41})$$

L et C sont respectivement, la self inductance et la capacité de la ligne.

v est la vitesse de phase, elle s'obtient à partir de relation suivante :

$$v = \frac{v_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}} \mu_{\text{eff}}}} \quad (\text{III-42})$$

où v_0 est la vitesse de la lumière dans le vide.

Ainsi, ϵ_{eff} et μ_{eff} s'obtiennent à partir des relations suivantes :

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{C}{C_0} \quad \text{et} \quad \mu_{\text{eff}} = \frac{L}{L_0} \quad (\text{III-43})$$

C_0 et L_0 sont respectivement, la capacité et la self inductance de la ligne ne contenant que de l'air (avec ϵ_0 et μ_0).

En remplaçant les relations (III-42), (III-43) dans (III-40) et (III-41), nous obtenons :

$$Z_c = \frac{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}} \mu_{\text{eff}}}}{v \cdot C} \quad (\text{III-44})$$

$$\beta = 2\pi f \frac{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}} \mu_{\text{eff}}}}{v} \quad (\text{III-45})$$

III.7.1 Calcul de la capacité

Pour calculer la capacité linéique de la structure, nous utilisons la relation suivante :

$$C = \frac{Q}{V} \quad (\text{III-46})$$

où :

Q :est la charge total sur le ruban, elle est obtenue en intégrant la densité de charge sur le ruban, ce qui s'écrit :

$$Q = \int_{\text{ruban}} \rho(y) dy \quad (\text{III-47})$$

d'où :

$$Q = - \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(e)} \int_{\text{ruban}} e^{jn\beta y} dy \quad (\text{III-48})$$

V : est le potentiel moyen sur le ruban .Il est lié à la densité de charge par la relation suivante :

$$V = \frac{1}{Q} \int_{\text{ruban}} \rho(0, y) V(0, y) dy \quad (\text{III-49})$$

où : $V(0, y)$ est déduit de l'équation (IV-10) en prenant $x=0$.

Le potentiel prendra donc la forme suivante :

III.7.2. Calcul de la Self inductance

Pour calculer l'inductance linéique, nous utilisons la relation : (III-50)

$$L = \frac{\phi}{I}$$

I :est le courant total de conduction, il est obtenu en intégrant la densité de courant $j(y)$ sur le ruban, ce qui s'écrit :

$$I = \int_{\text{ruban}} j(y) dy = -j \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Y_n^{(h)} \int_{\text{ruban}} e^{jn\beta y} dy \quad (\text{III .52})$$

ϕ : est le flux moyen de \vec{B} à travers le plan (y,z) , entre le ruban et les plans latéraux, il est lié à la densité de courant par l'équation suivante :

$$\phi = \frac{\mu_0}{I} \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} j(y) \left[\int_y^{\frac{p}{2}} \vec{H}_x^{(a)}(0, y) dy \right] dy \quad (\text{III-53})$$

où : $\vec{H}_x^{(a)}(0, y)$ est déduit de l'équation (III-12) en prenant $x=0$, donc le flux prendra la formule suivante :

$$\phi = \frac{\mu_0}{I} \sum_{m,n} \frac{Y_m^{(h)} Y_n^{(h)} \cdot K_n^{(h)}}{n\beta} \left[\int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} e^{jn\beta y} \left(\int_y^{\frac{p}{2}} e^{jn\beta y} dy \right) dy \right] \quad (\text{III-54})$$

III.8. Les résultats numériques

En considérons la structure étudiée dans le chapitre précédent, et afin de pouvoir comparer nos résultats avec ceux de [27], nous prendrons la distance d_3 dix fois plus grande que la distance d_2 et la distance p sera prise égale à 50 fois la largeur w du ruban métallique. Dans ce qui suit, nous allons étudier trois lignes microruban en utilisant des substrats différents.

III.8.1. Ligne microruban sur substrat diélectrique

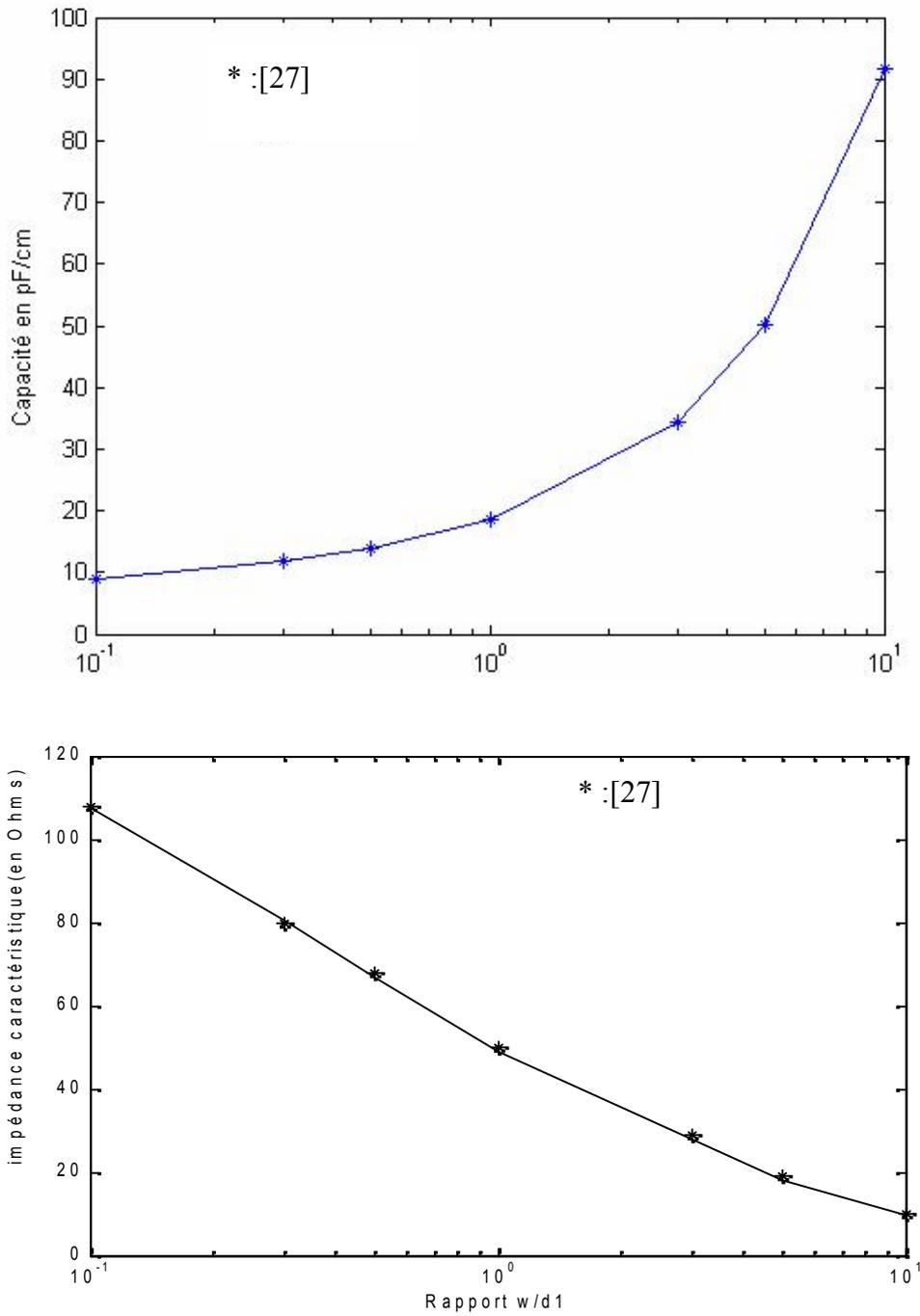
La première structure analysée est une ligne microruban sur substrat d'alumine ayant une permittivité relative égale à 9.9, pour laquelle nous avons calculé la capacité linéique et l'impédance caractéristique en fonction du rapport $\frac{w}{d_1}$.

Les paramètres géométriques et physiques de la ligne sont reportés sur le tableau III.1 :

d_1 (mm)	d_2 (mm)	d_3 (mm)	b (mm)	w/b (mm)	ϵ_{r1}	ϵ_{r2}	μ_{r2}
1.4	1.4	14	20	0.02	9.9	1	1

Tableau III.1

Les courbes représentatives de la variation de la capacité linéique et de l'impédance caractéristique en fonction de la largeur relative du ruban métallique, sont représentées sur les figures (III.2) et (III.3) respectivement.



Figure(-III.3) : Variation de l'impédance caractéristique de la ligne microruban sur substrat d'alumine ($\epsilon_r=9.9$) en fonction de la largeur relative du ruban métallique. Ces deux figures montrent qu'il y a un bon accord entre nos résultats et ceux de [27] (l'écart ne dépasse pas 1%).

III .8.2 Ligne microruban sur substrat ferrite

La deuxième structure analysée est une ligne microruban sur substrat ferrite, pour laquelle nous avons caractérisé le ferrite par une perméabilité scalaire μ_{eff} calculée par la formule (III-43).

Les paramètres géométriques et physiques de la ligne sont reportés sur le tableau III.2 :

d_1 (mm)	d_2 (mm)	d_3 (mm)	$4\pi M_s$ (gauss)	b (mm)	w/b (mm)	$\epsilon_{r1} = \epsilon_{rf}$	ϵ_{r2}	$4\pi M_{\text{max}}$ (gauss)	μ_{r2}
1.4	1.4	14	2900	20	0.05	12.9	1	2000	1

Tableau III.2

Pour cette structure nous calculons la capacité linéique de la ligne ainsi que l'impédance caractéristique et la constante de propagation dans les deux cas : pour l'aimantation nulle $4\pi M=0$, et pour l'aimantation maximale $4\pi M=4\pi M_{\text{max}}$.

Les résultats obtenus sont représentés sur les figures de (III.4) à (III.5).

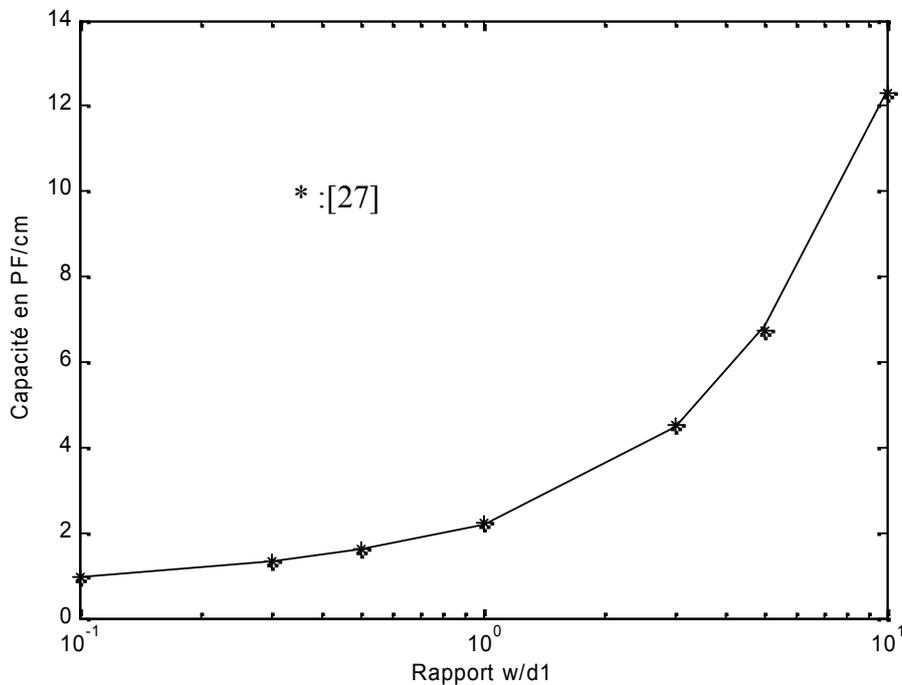
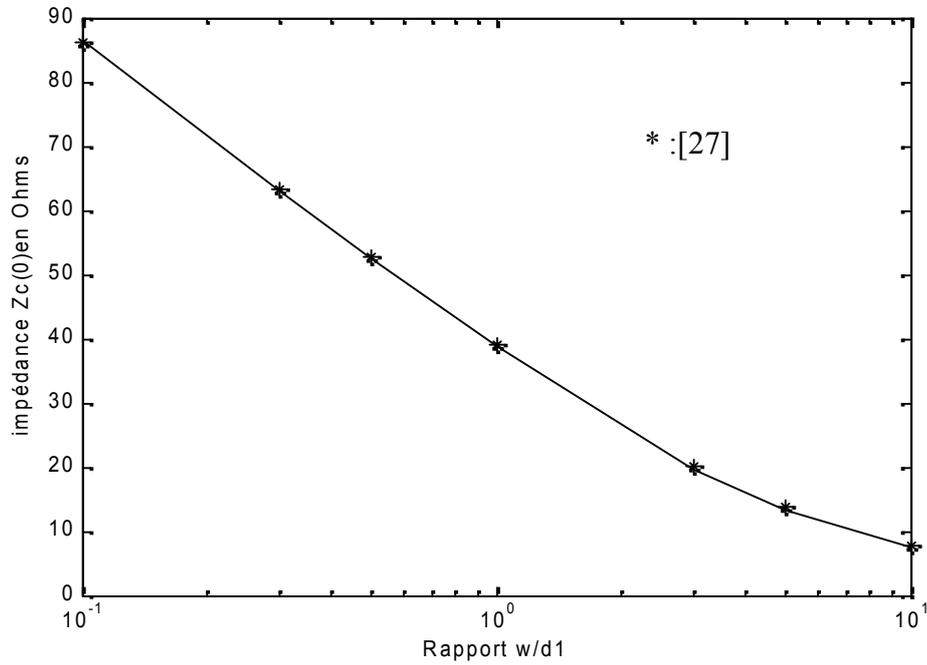
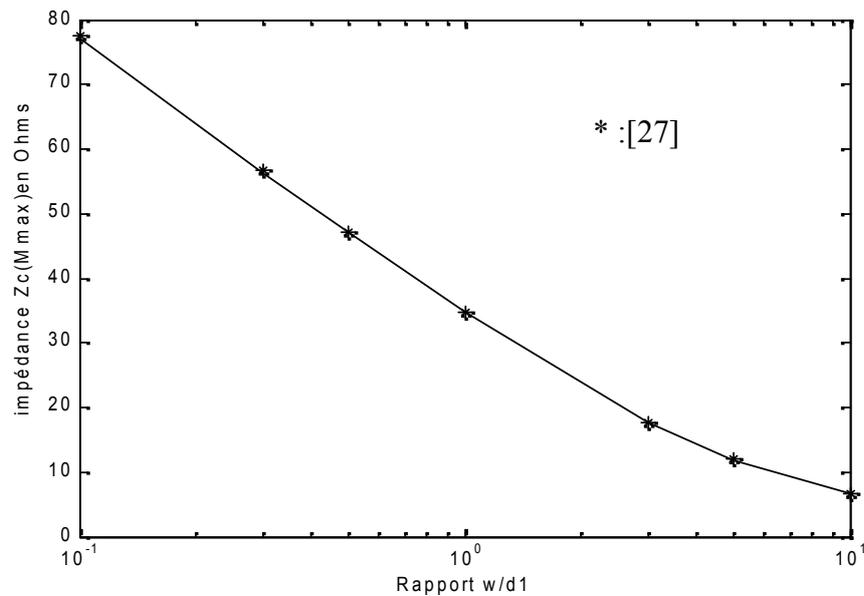


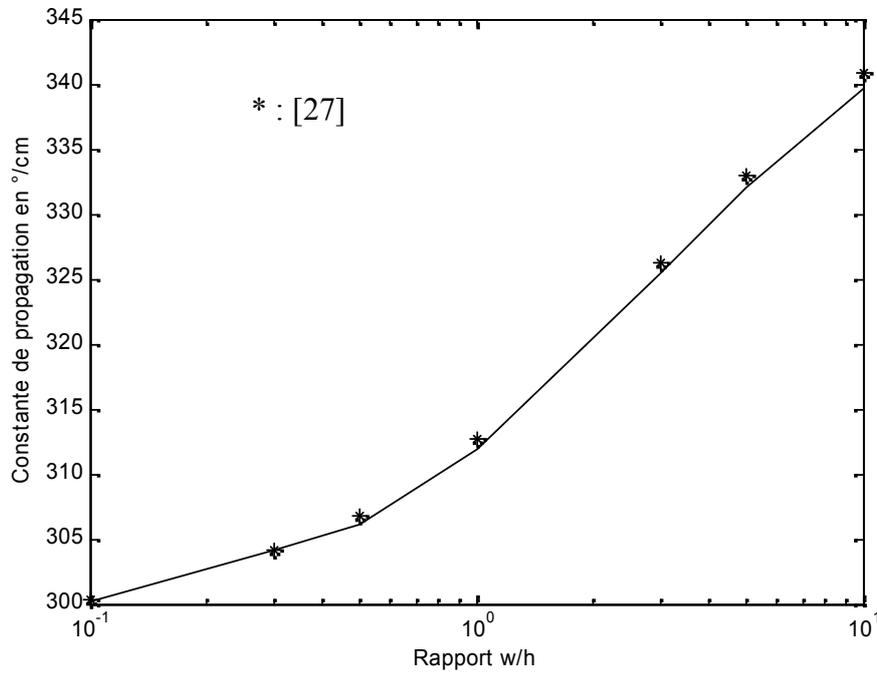
Figure (III.4) : Variation de la capacité de la ligne microruban sur substrat ferrite ($\epsilon_r=12.9$) en fonction de la largeur relative du ruban métallique.



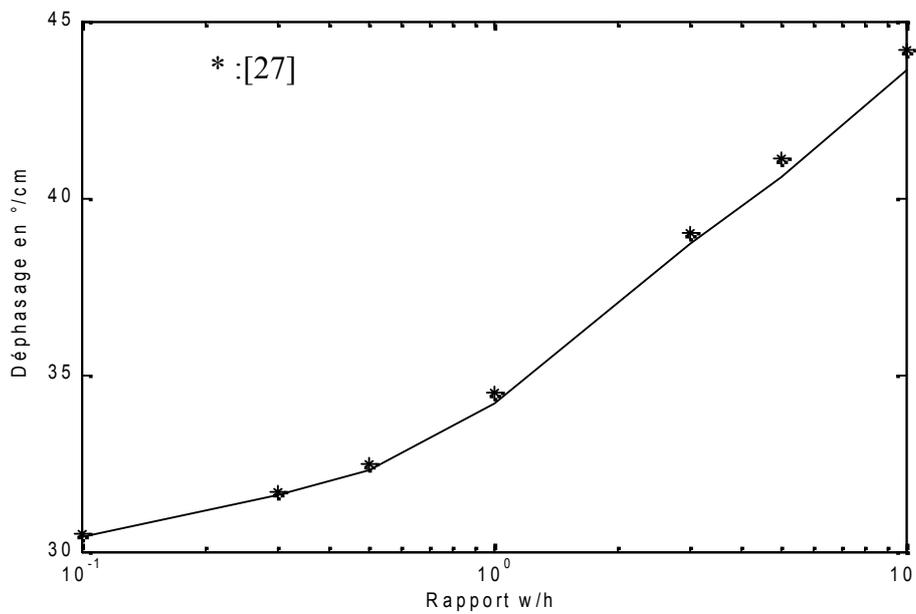
Figure(III.5) : Variation de l'impédance caractéristique $Z_c(0)$ de la ligne microruban sur substrat ferrite ($\epsilon_f = 12.9$) en fonction de la largeur relative du ruban métallique.



Figure(III.6) : Variation de l'impédance caractéristique $Z_c(M_{max})$ de la ligne microruban sur substrat ferrite ($\epsilon_f = 12.9$) en fonction de la largeur relative du ruban métallique.



Figure(III.7) : Variation de la constante de propagation $\beta(0)$ de la ligne microruban sur substrat ferrite ($\epsilon_f = 12.9$) en fonction de la largeur relative du ruban métallique.



Figure(III.8) : Variation du déphasage de la ligne microruban sur substrat ferrite ($\epsilon_f = 12.9$) en fonction de la largeur relative du ruban métallique.

Chapitre III: Etude quasi TEM de la ligne microruban par la méthode des moindres carrés modifiée

D'après les figures précédentes, nous constatons que les résultats obtenus pour les différents paramètres de la ligne, sont en bon accord avec ceux de [27], avec un écart qui ne dépasse pas 1%, sauf pour le déphasage où l'erreur est comprise entre 0.7 % et 2.4 %.

Donc, la méthode des moindres carrés est ainsi validée pour des structures microruban contenant des milieux isotropes . Elle a été comparée avec succès, avec la méthode variationnelle dans le domaine de Fourier .

III.8.3 Ligne microruban sur substrat composite diélectrique -ferrite

Nous allons passer, dans cette partie, à l'analyse d'une ligne microruban sur substrat composite diélectrique – ferrite, en tenant compte de l'anisotropie du milieu ferrite.

Considérons la ligne microruban avec substrat composite diélectrique- ferrite(A230) , ayant les caractéristiques qui représentent dans le tableau III.3 :

d_1 (mm)	d_2 (mm)	d_3 (mm)	$4\pi M_s$ (gauss)	b (mm)	w/b (mm)	$\epsilon_{r1} = \epsilon_{rf}$	ϵ_{r2}	μ_{r1}	$4\pi M_{max}$ (gauss)
0.254	1.404	10. d2	2300	20	0.05	16.6	9.9	1	1740

Tableau III.3

Sur les figures (III-9), (III-10), (III-11), (III-12) et (III-13), nous représentons les distributions de la densité de charge, des composantes transversales du champ électrique, de la densité de courant, et des composantes transversales du champ magnétique respectivement.

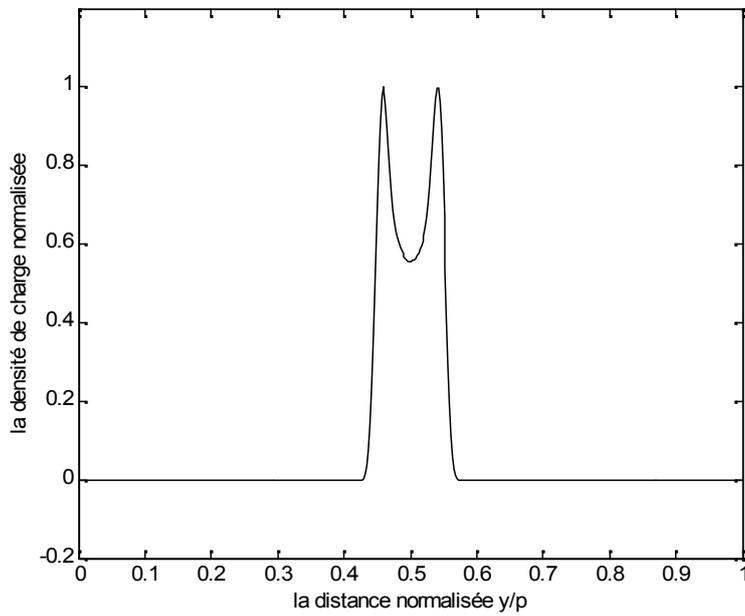


Figure (III-9) : la distribution de la densité de charge normalisée

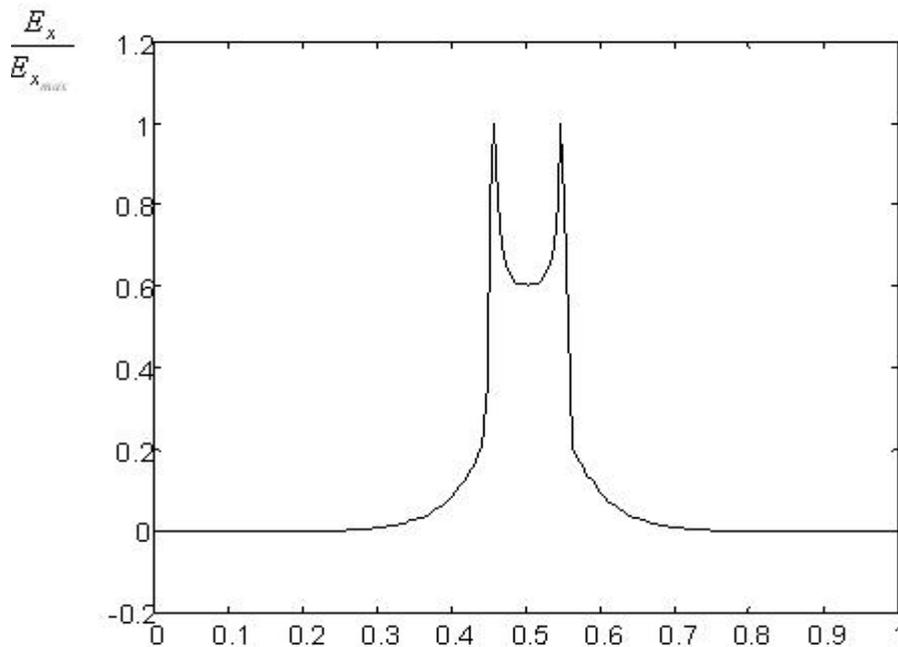
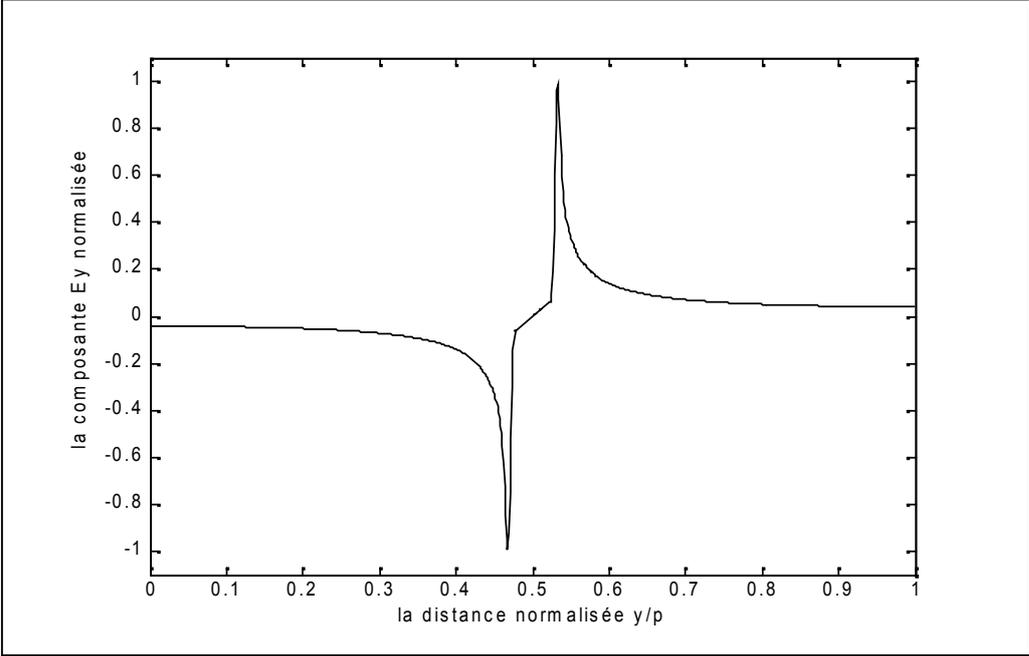
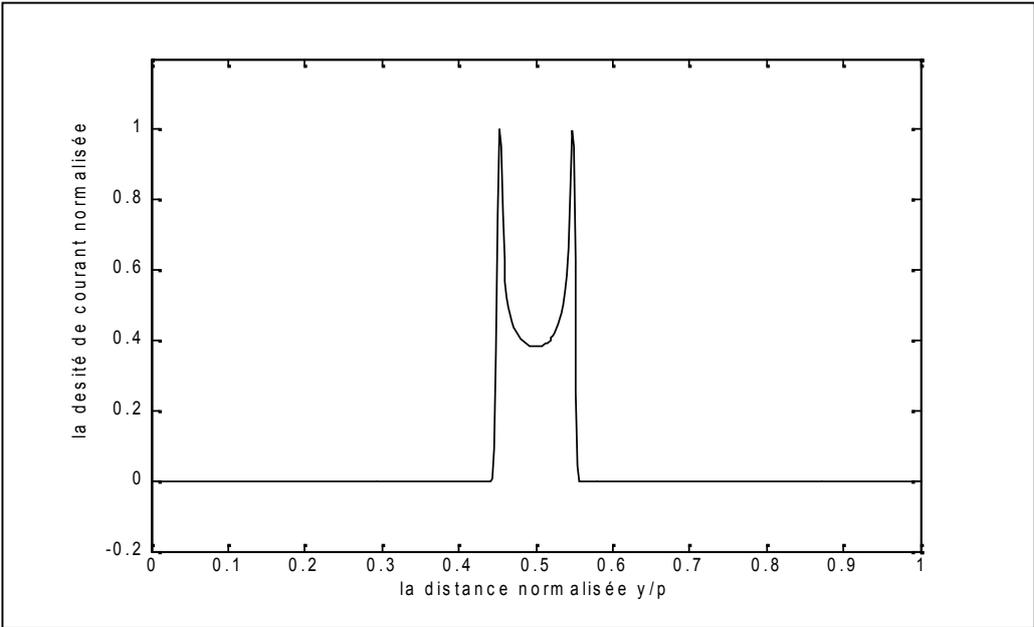


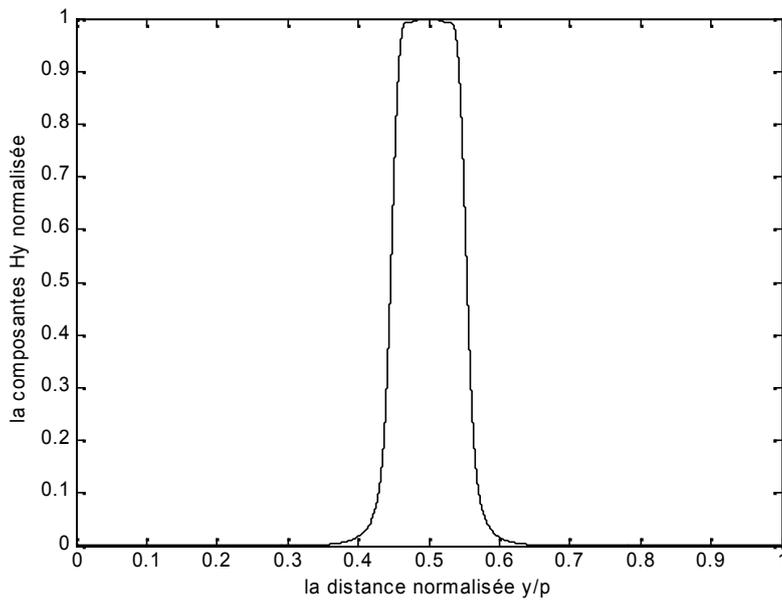
Figure (III-10) : La distribution de la composante du champ électrique E_x normalisée par application de LSBRM modifiée avec $N=100$



Figure(III.11) :la distribution de la composante du champ électrique normalisée .

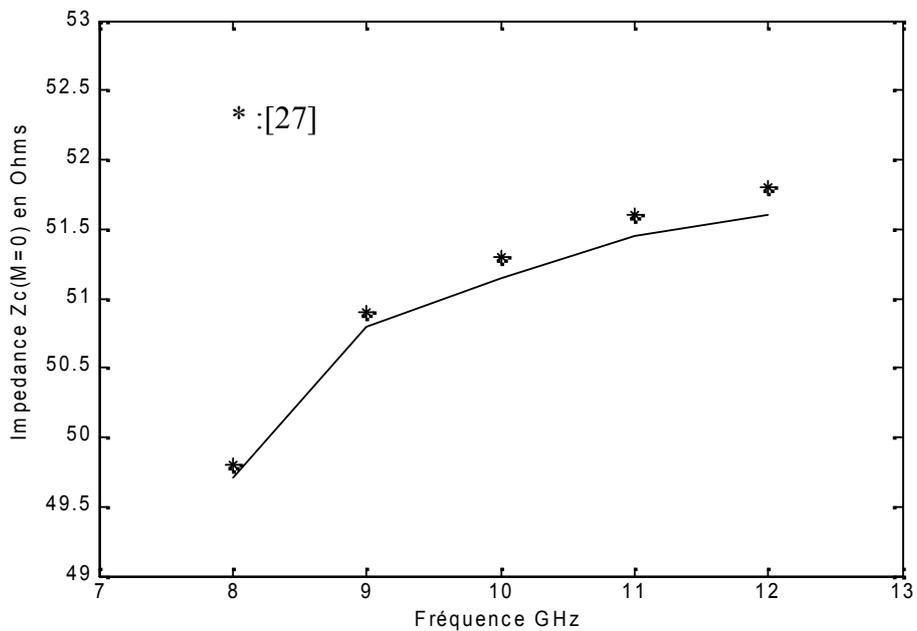


Figure(III.12) :la distribution de la densité de courant normalisée

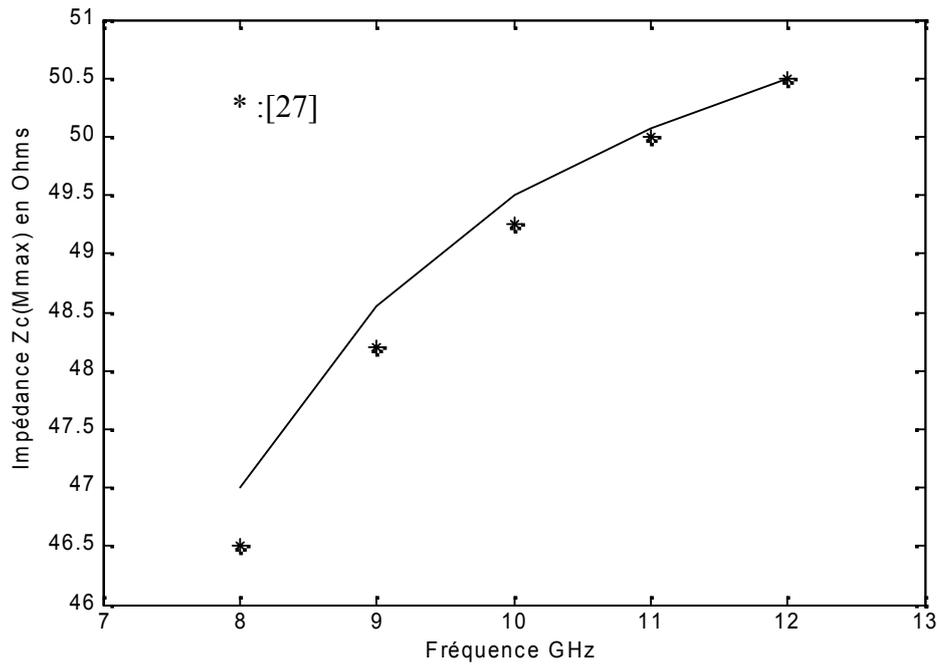


Figure(III-13) :la distribution de la composante du champ magnétique H_y normalisée($M=M_{max}$)

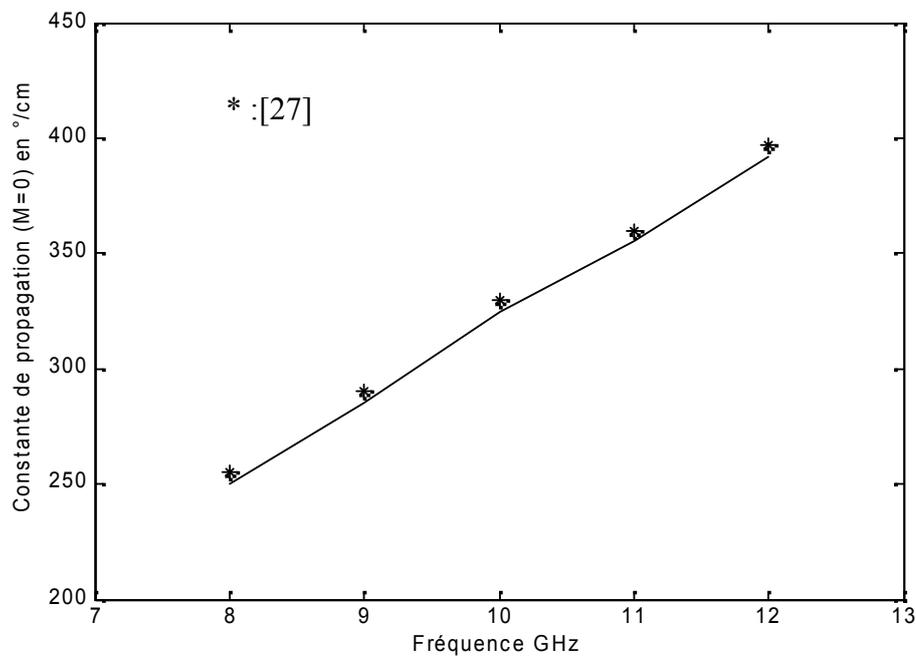
Pour cette structure nous avons tracé les courbes comparatives, des impédances caractéristiques à l'état désaimantée et à l'état d'aimantation maximale, ainsi que les courbes comparatives de la constante de propagation à l'état désaimanté et le déphasage. Les courbes sont représentées sur les figures (III .14) (III .15) (III .16) et (III .17)



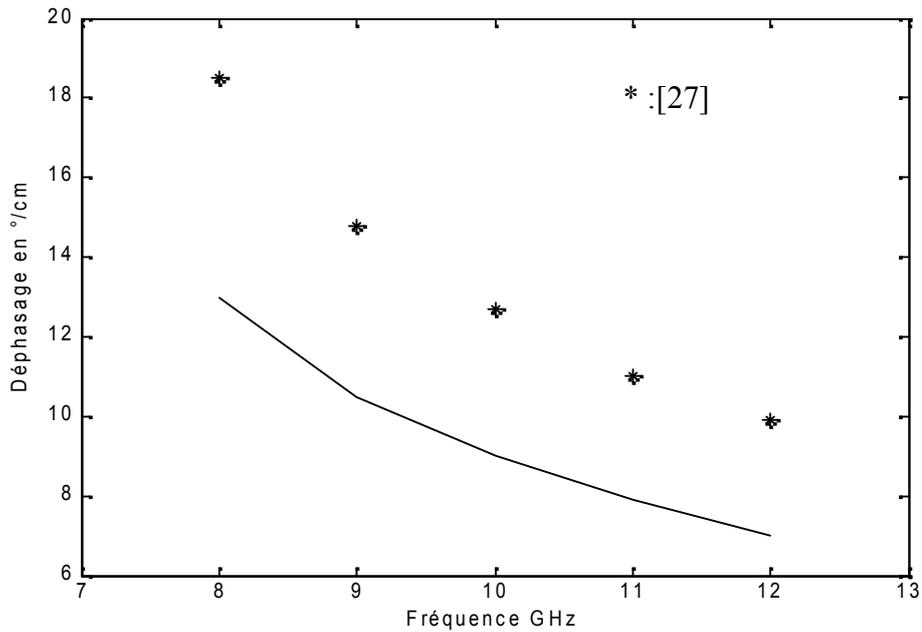
Figure(III .14) :Variation de l'impédance caractéristique dans le cas du ferrite désaimanté ,en fonction de la fréquence



Figure(III .15) : Variation de l'impédance caractéristique dans le cas du ferrite aimanté, en fonction de la fréquence



Figure(III .16) : Variation de la constante de propagation en fonction de la fréquence dans le cas du ferrite désaimanté



Figure(III .17) : Variation du déphasage en fonction de la fréquence

En analysant les courbes précédentes, nous constatons que les résultats obtenus par application de la méthode des moindres carrés, sont en bon accord avec ceux de [27] pour les impédances caractéristiques dans les deux cas d'aimantation et la constante de propagation dans le cas du ferrite isotrope ; mais qu'ils s'écartent pour le déphasage.

- D'après les figures (III .14), et (III .15) et en augmentant la fréquence, nous remarquons que les erreurs commises dans le calcul des impédances caractéristiques, croissent à l'état désaimanté et décroissent à l'état aimanté, mais elles ne dépassent pas 0.77 % dans les deux cas .
- Nous remarquons de la figure (III .16) que les deux courbes représentant nos résultats et ceux de [27] sont presque confondus d'où les erreurs commises sur les valeurs de la constante de propagation ne dépassent pas 0.36 % .

CHAPITRE IV

Etude dynamique de structures

planaires

IV.1 Introduction

L'étude de la ligne microruban substrat ferrite-diélectrique exposé précédemment est basée sur l'hypothèse d'une propagation en mode quasi-TEM, c'est à dire sur l'équivalence avec une ligne remplie un diélectrique homogène, la constante diélectrique effective ϵ_{eff} à déterminer et propageant un mode TEM. En général, Cette hypothèse n'est pas toujours valable et en tout cas, ne peut être employée pour estimer les propriétés dispersives de structure planaires aux hautes fréquences.

Dans ce chapitre, nous présentons une étude, basée sur l'application de la méthode de moindre carré (LSBR), de plusieurs configurations de structures planaire anisotropes et non homogènes, par. La méthode LSBR a été appliquée pour les structures planaires isotropes, on ne considère pas les singularités et de la discontinuité des champs électromagnétique au bord du métal diélectrique. La référence [13] présente une analyse de structures non homogène et isotropes avec la considération du phénomène de Gibbs provoqué par ces singularités. Nous comparons les deux méthodes: LSBR et LSBRM, et nous modélisons les structures planaire à substrat composite diélectrique-ferrite. Notre étude est essentiellement consacrée pour déterminer la constante de propagation k_z dans ce genre de structures planaire. Les résultats obtenus sont bonne concordance avec ceux édités dans la littérature

IV.2. Etude de structures planaires

Dans cette partie nous allons exposer les résultats de l'analyse de différentes structures planaires micro-ondes à substrat de ferrite et substrat composite diélectrique-ferrite qui sont à la base des dispositifs micro-ondes non réciproques, comme les déphaseurs, les isolateurs et les circulateurs.

Nous commençons tout d'abord par des lignes planaires sur substrat en ferrite puis sur substrat composite diélectrique-ferrite polarisé longitudinalement, c'est-à-dire le champ magnétique statique (continu) de polarisation du ferrite est parallèle à la direction de propagation.

IV.2.1 Différentes formulations théoriques

Aux fréquences micro-ondes, les ferrites sont caractérisées par une perméabilité tensorielle qui représente leur anisotropie induite par le champ magnétique. Le tenseur de perméabilité du ferrite est polarisé longitudinalement donner par le tenseur de Polder :

$$\underline{\underline{\mu}} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix} \quad (IV.1)$$

Avec $\mu_{xx}, \kappa, \text{ et } \mu_{zz}$ sont des quantités réelles.

Pour une magnétisation partielle du ferrite, Green [28] et Schliemann [29] donnent les expressions expérimentalement de $\mu, \kappa \text{ et } \mu_{zz}$

$$\mu_d = \mu_0 \left(1 + \frac{2\gamma^2 M_s^2}{\omega(\omega - \omega_0)} \right) \quad (IV.2)$$

$$\mu = \mu_d + \frac{\gamma^2 M_s^2}{4\pi M_s} \frac{\omega_0}{\omega(\omega - \omega_0)} \quad (IV.3)$$

$$\mu_{zz} = \mu_0 \left(1 + \frac{\gamma^2 M_s^2}{4\pi M_s} \frac{\omega_0}{\omega(\omega - \omega_0)} \right) \quad (IV.4)$$

$$\kappa = \frac{\gamma M_s}{\omega} \frac{\omega_0}{\omega - \omega_0} \quad (IV.5)$$

$\omega_m = \gamma 2\pi M_s$ ω est la pulsation

où : $\gamma = 2,8 \times 10^6$ (Hz/Oe), γ est le rapport gyromagnétique.

Tel que : H_0 est donnée en Oe, M_s est la magnétisation de saturation, M la magnétisation en gauss et f en Hz.

La structure générale d'un guide d'ondes rectangulaire, constitué par plusieurs couches de diélectriques (isotropes) et une ou beaucoup de couches de ferrite longitudinalement magnétisé (anisotropes), homogènes dans la direction-oy (la fig. IV .1). L'interface, Ω_i entre les deux régions (i) et (i +1) peut contenir le métal de l'épaisseur négligeable et des conductivités infinies.

Nous notons, puis $\Omega_i = \Omega_i^{I^a} \cup \Omega_i^{M^a}$ $\Omega_i^{I^a}$ et $\Omega_i^{M^a}$ qui sont respectivement le domaine de la surface de diélectrique et du métal au niveau d'interface Ω_i .

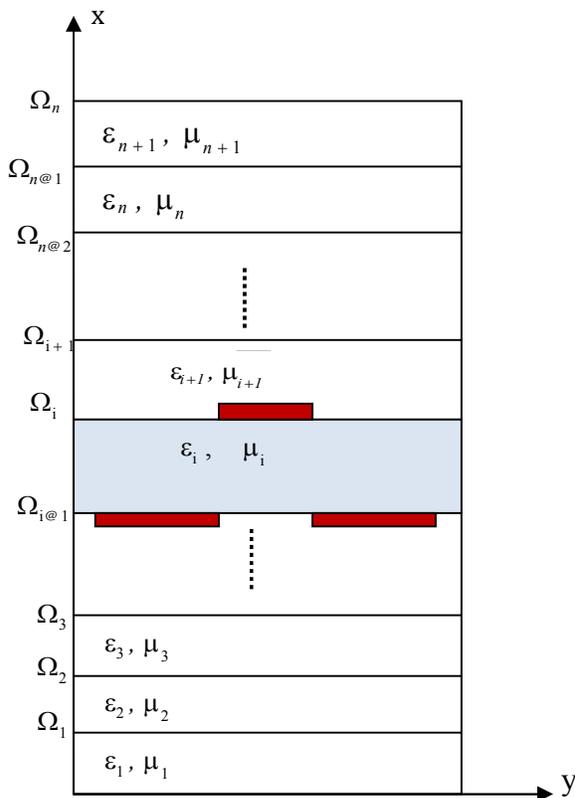


Fig. IV .1 Structure d'un guide d'onde multi couches

Le champ électrique dans différents médias est donné par :

$$E^{i^a}(x, y, z) = E^{i^a}(x, y) e^{j^u \omega t + k_z \Lambda z} \quad (IV.6)$$

Chapitre IV : Etude dynamique de structures planaires

En raison de la non-homogénéité dans la direction (ox) on le préfère développer les champs électromagnétique dans différentes régions par la superposition de modes TE et TM (ou LSE et LSM). La présence du métal dans les interfaces couplera ces deux types de modes pour donner des modes hybrides LSE et LSM, pour une région les champs magnétique et électrique s'expriment en fonction des vecteurs de potentiels de Hertz électrique Π_e et magnétique Π_h sont données par les deux équations suivants :

$$\vec{E}_i = -\text{grad} j\omega \mu_i \Pi_h - \text{grad} \text{div} \Pi_e - \nabla^2 \Pi_e \quad (\text{IV.7.1})$$

$$\vec{H}_i = \text{grad} \text{div} \Pi_h - \nabla^2 \Pi_h + j\omega \epsilon_i \text{grad} \Pi_e \quad (\text{IV.7.2})$$

Où : i l'indice du milieu $\epsilon_i = \epsilon_0 \epsilon_{ri}$; $\mu_i = \mu_0 \mu_{ri}$

Pour la région du ferrite est polarisé longitudinalement par le champ magnétique continue H_0 , les composants de l'électromagnétique tangentiel de champs dans le plan de la discontinuité sont donnés près :

$$\begin{aligned} \begin{array}{l} E_y \\ E_z \end{array} &= \begin{array}{l} \frac{\partial^2 \Pi_e}{\partial x \partial y} \\ \frac{\partial^2 \Pi_e}{\partial x \partial z} \end{array} + \begin{array}{l} @j\omega \mu_0 \mu_{rz} \frac{\partial \Pi_h}{\partial z} \\ j\omega \mu_0 \mu_{rz} \frac{\partial \Pi_h}{\partial y} \end{array} \quad \begin{array}{l} \Pi_e \\ \Pi_h \end{array} \end{aligned} \quad (\text{IV.8.1})$$

$$\begin{aligned} \begin{array}{l} H_y \\ H_z \end{array} &= \begin{array}{l} j\omega \epsilon_i \frac{\partial \Pi_e}{\partial z} \\ @j\omega \epsilon_i \frac{\partial \Pi_e}{\partial y} \end{array} + \begin{array}{l} \frac{\partial^2 \Pi_h}{\partial x \partial y} \\ \frac{\partial^2 \Pi_h}{\partial x \partial z} \end{array} \quad \begin{array}{l} \Pi_e \\ \Pi_h \end{array} \end{aligned} \quad (\text{IV.8.2})$$

La séparation des variables permet d'écrire :

$$\Pi_{eh^a} x, y, z^u = \Pi_{eh^a} x^u \wedge \Pi_{eh^a} y^u \wedge \Pi_{eh^a} z^u \quad (IV.9)$$

Pour les interfaces $\Omega_j \tilde{x} = d_j \tilde{y}$ où le métal est absent ($\Omega_j = \Omega_j^{I^a}$) nous appliquons les conditions de continuité suivantes :

$$E_T^{j+1} \tilde{d}_{j,y,z} = E_T^j \tilde{d}_{j,y,z} \quad (IV.10.1)$$

$$H_T^{j+1} \tilde{d}_{j,y,z} @ H_T^j \tilde{d}_{j,y,z} = 0 \quad (IV.10.2)$$

T indiquent les composants tangentiels du champ électromagnétique à l'interface j dans le plan (yoz).

Pour les interfaces restantes $\Omega_l \tilde{x} = d_l \tilde{y}$ où le métal est disposé ($\Omega_l = \Omega_l^{M^a}$) nous appliquons les conditions de continuité suivantes :

$$E_T^{l+1} \tilde{d}_l, y, z = E_T^l \tilde{d}_l, y, z \quad (IV.11)$$

Les composants tangentiels du champ électrique et la densité électrique nulle sur le métal et sur le diélectrique respectivement (les conditions aux limites) :

$$\left\{ E_T^{I^a} \tilde{d}_l, y, z = 0 \text{ sur le métal } \Omega_l^{M^a} \right. \quad (IV.12.1)$$

$$\left\{ J_T^{I^a} \tilde{d}_l, y, z = 0 \text{ sur l. isolant } \Omega_l^{I^a} \right. \quad (IV.12.2)$$

Tel que: $J_T^{I^a} = Z_N \tilde{u}_n @ H_T^{I^a} @ H_T^{I+1^a}$

\tilde{u}_n : désigne le vecteur unitaire normale à l'interfaces de deux milieux (l) et (l+1)

$$Z_N = \frac{\mu_0}{\epsilon_N}$$

Z_0 est l'impédance dans le vide. Il reste les équations (IV.12.1) et (IV.12.2) homogènes.

Les conditions (IV.12.1) et (IV.12.2) peut être écrit comme suit :

$$\begin{cases} \delta_M E_T \tilde{\Omega}_l^{M^a} = 0 & \text{(IV.13.1)} \\ \delta_I J_T \tilde{\Omega}_l^{I^a} = 0 & \text{(IV.13.2)} \end{cases}$$

$$\delta_M = \begin{cases} 1 & \text{sur } \Omega_l^{M^a} \\ 0 & \text{sur } \Omega_l^{I^a} \end{cases}$$

δ_M et δ_I sont des opérateurs de Heaviside

Les conditions aux limites sont exprimées comme suit :

$$\delta_M \mathbb{A} E_T^l + \delta_I \mathbb{A} J_T^l = 0 \quad \text{sur } \Omega_l \quad \text{(IV.14)}$$

L'application de la méthode de LSBR [13.27] consiste sur rechercher le minimum de la fonction :

$$\begin{aligned} F \tilde{E}_T^l, J_T^l &= \delta_M \mathbb{A} \langle E_T^l | E_T^l \rangle + \delta_I \langle J_T^l | J_T^l \rangle \\ &= \delta_M \mathbb{A} \langle E_y^l | E_y^l \rangle + \delta_M \mathbb{A} \langle E_z^l | E_z^l \rangle + \delta_I \langle J_y^l | J_y^l \rangle + \delta_I \langle J_z^l | J_z^l \rangle \end{aligned} \quad \text{(IV.15)}$$

$$\langle E_y^l | E_y^l \rangle = \sum_{m,n=0}^N \int_{\Omega_l^{M^a}} E_y^{c,t} m^a E_y n^a dy \quad \text{(IV.16)}$$

$$\langle J_y^l | J_y^l \rangle = \sum_{m,n=0}^N \int_{\Omega_l^{I^a}} J_y^{c,t} m^a J_y n^a dy$$

Le minimum de cette fonction est un système linéaire de $(2N + 1)$ équations, La valeur propre minimale λ_{\min} de la matrice de ce système (la matrice de moindres carrées) correspondante la constante de propagation k_z .

IV.2.2 La Ligne à ailettes unilatérale implantée sur un substrat ferrite

La figure IV .2 montre la section droite de la ligne à ailettes unilatérale implantée sur un substrat ferrite à étudier:

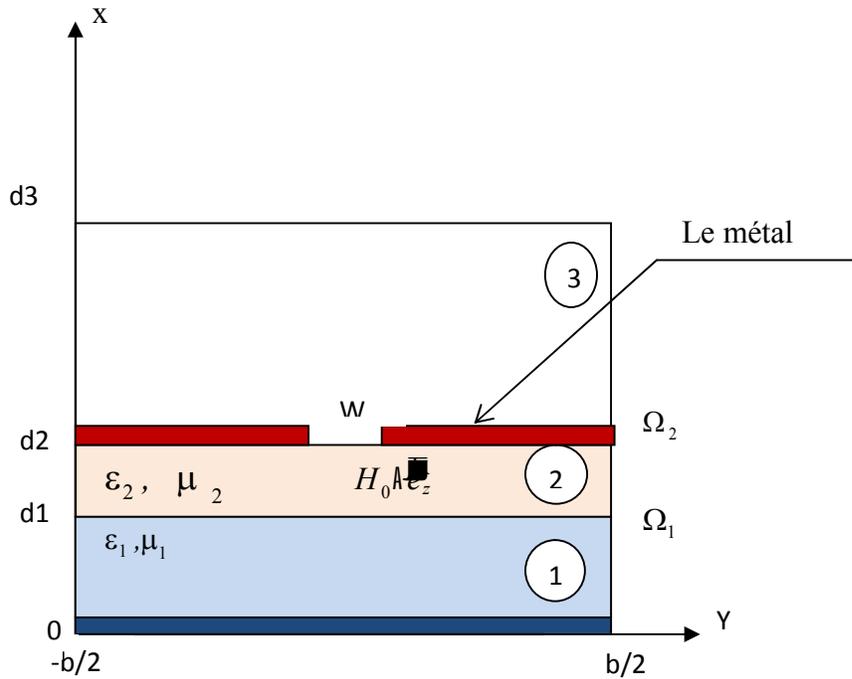


Fig. IV .2 La ligne à ailettes unilatérale avec substrat ferrite polarisée longitudinalement

Cette structure est un boîtier WR28 constituée de trois régions dont un diélectriques (ϵ_{r1} , μ_1) un ferrite (TT73-1700) de permittivités relative ϵ_{r2} et de tenseur de perméabilité μ_2 , et une région représente l'aire et d'une fente w ,deux métales de longueur l ,et d'épaisseur négligeable t est déposé sur un ferrite d'épaisseur $d_f=(d2-d1)$.

Chapitre IV : Etude dynamique de structures planaires

Les expressions des potentiels d'Hertz qui vérifie les conditions limite dans les trois régions s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} (1) \Pi_1^e x^a = \sum_{n=0}^{+1} A_n^e \cosh k_{x\lambda n}^b x^c \\ (2) \Pi_2^e x^a = \sum_{n=0}^{+1} B_n^e \cosh k_{x\lambda n}^b x^c + \sum_{n=0}^{+1} C_n^e \sinh k_{x\lambda n}^b x^c \\ (3) \Pi_3^e x^a = \sum_{n=0}^{+1} D_n^e \cosh k_{x\lambda n}^b x^c \end{array} \right. \quad (IV.17.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} (1) \Pi_1^h x^a = \sum_{n=0}^{+1} A_n^h \sinh k_{x\lambda n}^b x^c \\ (2) \Pi_2^h x^a = \sum_{n=0}^{+1} B_n^h \sinh k_{x\lambda n}^b x^c + \sum_{n=0}^{+1} C_n^h \cosh k_{x\lambda n}^b x^c \\ (3) \Pi_3^h x^a = \sum_{n=0}^{+1} A_n^h \sinh k_{x\lambda n}^b x^c \end{array} \right. \quad (IV.17.2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Pi^e y^a = \sum_{n=0}^a A_n^e \sin \alpha_n y^a \quad \Pi^e z^a = e^{jk_z z} \\ \Pi^h y^a = \sum_{n=0}^a A_n^h \cos \alpha_n y^a \quad \Pi^h z^a = e^{jk_z z} \end{array} \right. \quad (IV.18)$$

avec :

$$k_N = \frac{\omega}{c}, \quad \alpha_n = \frac{n\pi}{b}, \quad n \in \mathbb{N}$$

$$\mu_{r1} = \mu_e = \frac{\mu}{\mu_0} \quad \sigma_n = \begin{cases} 2 & \text{si } n \neq 0 \\ 1 & \text{si } n = 0 \end{cases}$$

$$k_{x\lambda n}^i = \alpha_n^2 + k_z^2 \varepsilon_{r\lambda i} \mu_{r\lambda i} k_N^2 \quad (IV.19)$$

A partir des équations (IV.7.1), (IV.7.2), (IV.8.1), (IV.8.2) et (IV.9) nous pouvons réduire les expressions des composantes tangentielles du champ électrique et magnétique dans chaque région. Puisque l'utilisation du calculateur besoin à un nombre fini du sérié, nous supposent que le nombre fini de l'indice n est égal au N.

Les constantes de champ inconnues peuvent être réduites à deux (en fonction de premier milieu) par l'application de conditions continuités (IV.10.1) et (IV.10.2) à l'interface Ω_1 et (IV.11) sur Ω_2 . Les conditions aux limites (IV.12.1) et (IV.12.2) sont appliquées alors dans l'interface Ω_2 et nous obtennent les équations de champ électrique et de la densité de courant suivants :

$$\begin{matrix} F_y \\ E_z \end{matrix} = \sum_{n=0}^N \begin{matrix} \hat{A}_n^e \\ \hat{A}_n^h \end{matrix} \begin{matrix} f_{11} \\ f_{21} \end{matrix} \begin{matrix} n \cos \alpha_n \\ n \sin \alpha_n \end{matrix} \begin{matrix} 0 \\ 0 \end{matrix} + \begin{matrix} \hat{A}_n^e \\ \hat{A}_n^h \end{matrix} \begin{matrix} f_{12} \\ f_{22} \end{matrix} \begin{matrix} n \cos \alpha_n \\ n \sin \alpha_n \end{matrix} \begin{matrix} 0 \\ 0 \end{matrix} \quad (IV.20)$$

$$\begin{matrix} J_y \\ J_z \end{matrix} = \sum_{n=0}^N \begin{matrix} \hat{A}_n^e \\ \hat{A}_n^h \end{matrix} \begin{matrix} g_{11} \\ g_{21} \end{matrix} \begin{matrix} n \cos \alpha_n \\ n \sin \alpha_n \end{matrix} \begin{matrix} 0 \\ 0 \end{matrix} + \begin{matrix} \hat{A}_n^e \\ \hat{A}_n^h \end{matrix} \begin{matrix} g_{12} \\ g_{22} \end{matrix} \begin{matrix} n \cos \alpha_n \\ n \sin \alpha_n \end{matrix} \begin{matrix} 0 \\ 0 \end{matrix}$$

On se pose :

$$\begin{matrix} \hat{A}_n^e \\ \hat{A}_n^h \end{matrix} = \begin{matrix} f_{11} \\ f_{21} \end{matrix} \begin{matrix} n \cos \alpha_n \\ n \sin \alpha_n \end{matrix} \begin{matrix} 0 \\ 0 \end{matrix} + \begin{matrix} f_{12} \\ f_{22} \end{matrix} \begin{matrix} n \cos \alpha_n \\ n \sin \alpha_n \end{matrix} \begin{matrix} 0 \\ 0 \end{matrix} \quad (IV.21)$$

Alors, l'équation s'écrit comme suit :

$$E_z = \sum_{n=0}^N A_n^e \cos \alpha_n y + \sum_{n=0}^N A_n^h \sin \alpha_n y$$

Les conditions aux limites sont exprimées comme suit :

$$\delta_M \Delta E_T^l + \delta_I \Delta J_T^l = 0 \quad \text{sur } \Omega_2 \quad (\text{IV.22})$$

Les composants de J_T sera exprime en fonction de A_n^e et A_n^h après l'utilisation de la condition suivante :

$$\langle E_T | E_T \rangle = \sum_{n=0}^N |A_n^e|^2 + |A_n^h|^2 = 1 \quad (\text{IV.23})$$

Alors les équations (IV.15) et (IV.16) s'écrit comme suit :

$$\langle E_y | E_y \rangle = \sum_{m,n=0}^N \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} E_y^{c,t} m^a E_y n^a dy \quad (\text{IV.24})$$

$$\langle J_y | J_y \rangle = \sum_{m,n=0}^N \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} J_y^{c,t} m^a J_y n^a dy + \sum_{m,n=0}^N \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} J_y^{c,t} m^a J_y n^a dy \quad (\text{IV.25})$$

Nous appliquons la méthode de LSBRM, dans laquelle prend rendent compte le phénomène de Gibbs.

Pour réduire l'influence du phénomène de Gibbs nous avons l'intention de modifier le domaine de l'intégration des deux côtés (droit et gauche) à une distance ϵ dans les discontinuités du diélectrique du métal comme il est montré par la figure. IV.3.

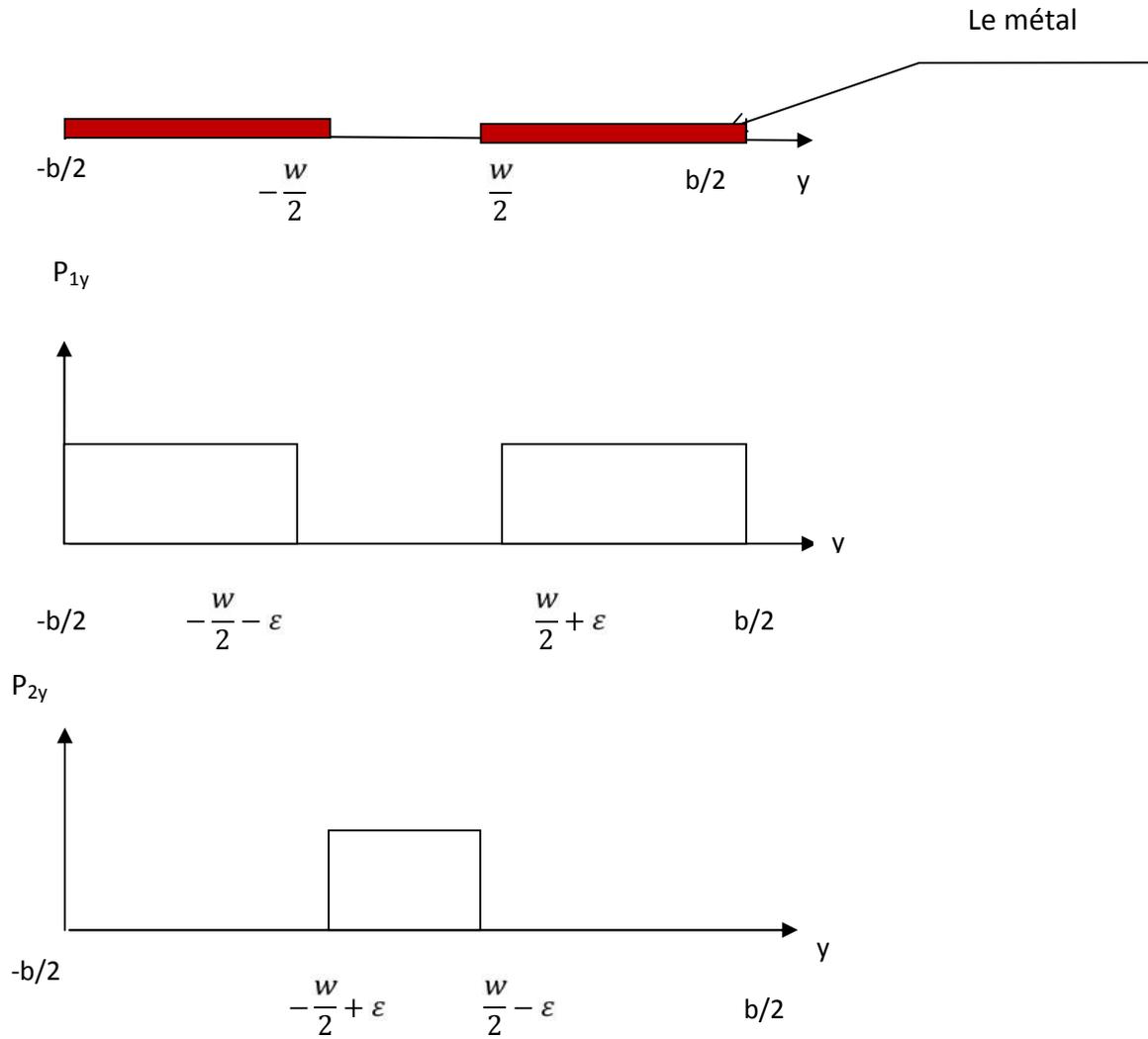


Fig. IV.3 : les fonctions de poids

ε est défini par [13], $\varepsilon = b/N$ Où N le nombre de modes, il est dans la direction oy .

Les équations (IV.24) et (IV.25) devenues :

$$\langle E_y | E_y \rangle = \sum_{m,n=0}^N \int_{-\frac{a}{2} + \varepsilon}^{\frac{a}{2} + \varepsilon} E_y^{C_t} m^a E_y n^a dy \quad (IV.26)$$

$$\langle J_y | J_y \rangle = \sum_{m,n=0}^N \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2} + \varepsilon} J_y^{C_t} m^a J_y n^a dy + \sum_{m,n=0}^N \int_{-\frac{a}{2} + \varepsilon}^{\frac{a}{2}} J_y^{C_t} m^a J_y n^a dy \quad (IV.27)$$

Nous remplaçons les opérateurs de Heaviside par des fonctions de poids qui sont définies selon la forme suivante :

$$P_{1y} = \begin{cases} 1 & \text{si } |y| < \frac{a}{2} + \varepsilon \\ 0 & \text{si } |y| > \frac{a}{2} + \varepsilon \end{cases} \quad (IV.28)$$

$$P_{2y} = \begin{cases} 1 & \text{si } |y| > \frac{a}{2} + \varepsilon \\ 0 & \text{si } |y| < \frac{a}{2} + \varepsilon \end{cases} \quad (IV.29)$$

Dans ce cas, les conditions aux limites deviendront :

$$P_{1y} \tilde{\Omega}_1^M E_T \tilde{\Omega}_1^M = 0 \quad (IV.30)$$

$$P_{2y} \tilde{\Omega}_1^I J_T \tilde{\Omega}_1^I = 0 \quad (IV.31)$$

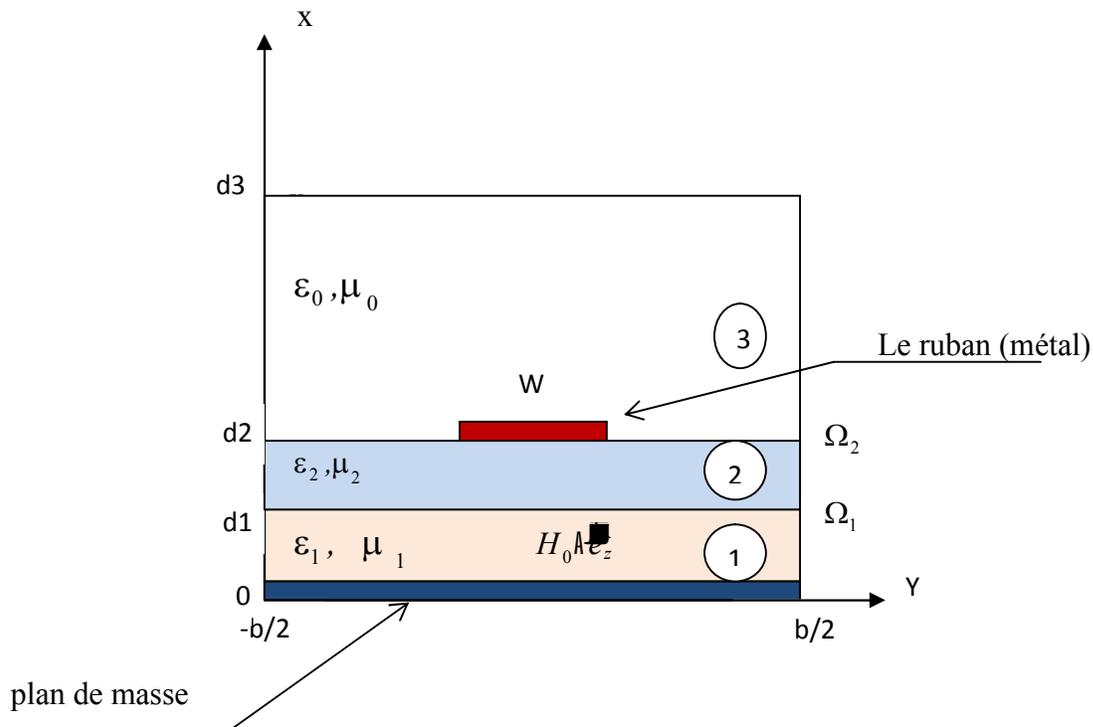
La fonctionnel à minimiser sera :

$$F[E_T^I, J_T^I] = \langle E_T | P_1^C | P_1 | E_T \rangle + \langle J_T | P_2^C | P_2 | J_T \rangle \quad (IV.32)$$

La matrice correspondante est une matrice carrée de dimension 2. (N + 1).

IV.2.3 La Ligne micro-ruban blindée implantée sur un substrat composite diélectrique ferrite

La figure IV .4 montre la section droite de la ligne micro-ruban blindée implantée sur un substrat composite diélectrique ferrite à analyser:



La fig. IV .4 la ligne micro-ruban blindée avec substrat composite diélectrique ferrite polarisée longitudinalement

Cette structure est constituée de trois régions dont un ferrite (A230) de permittivités relative ϵ_{r1} et de tenseur de perméabilité μ_1 (1), un diélectriques (ϵ_{r2} , μ_2) et une région représente l'aire .Un ruban métallique rectangulaire de largeur w de longueur l , et d'épaisseur négligeable t est déposé sur le diélectrique d'épaisseur $(d2-d1)$.

IV.3 RÉSULTATS NUMÉRIQUES ET DISCUSSIONS

IV.3.1 La Ligne à ailettes unilatérale implantée sur un substrat ferrite

Les paramètres géométriques et physiques de la ligne sont reportés sur le tableau IV .1:

d_1 (mm)	d_2 (mm)	d_3 (mm)	$4\pi M_s$ (gauss)	b (mm)	w/b (mm)	ϵ_{r1}	$\epsilon_{r2} = \epsilon_{rf}$	μ_{r1}	μ_{r3}
3.406	3.556	7.112	1700	3..556	0.13	1	16.1	1	1

Tableau. IV .1 : les paramètres de finline

Pour mettre en évidence les performances de la méthode des moindres carrés modifiée, nous avons pris le cas d'une ligne à ailettes unilatérales déposée sur un substrat de diélectrique-ferrite comme représenté sur la figure IV .4 à la fréquence 28 GHz, les exécutions de la méthode de LSBR et la méthode de LSBRM en calculant la constante de propagation normalisée k_{fin}/k_0 de finlines nous avons tracé les valeurs propres minimales en fonction de la constante de propagation normalisée la convergence de la solution est accélérée pour la nouvelle variante de la méthode de LSBR. Cette accélération est montrée sur la figure IV.6

Une étude de convergence a été réalisée où nous avons tracé les variations de la constante de propagation normalisée en fonction du nombre d'harmonique N nous pouvons noter qu'avec la méthode de LSBRM, les diminutions de courbe à stabiliser de la valeur N=10 et c'est toujours près de la valeur de référence [31]. Cependant, avec la méthode de LSBR, la courbe est stabilisée de la valeur N=15. Les résultats obtenus pour la fréquence f=28GHz et la magnétisation M= 0 sur la figure. IV .5

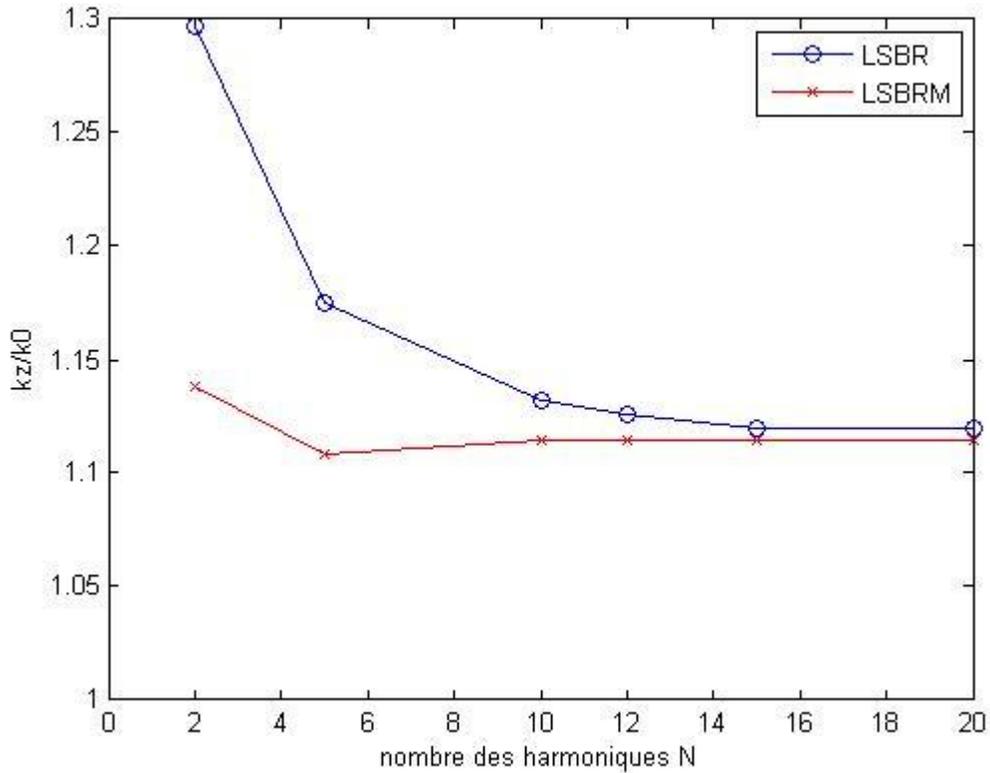
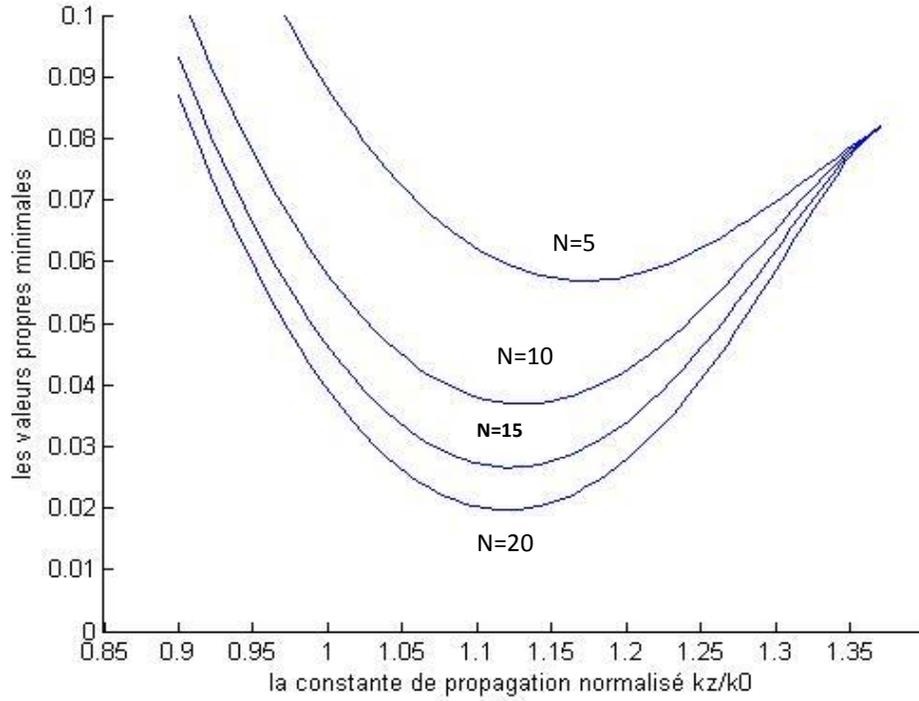


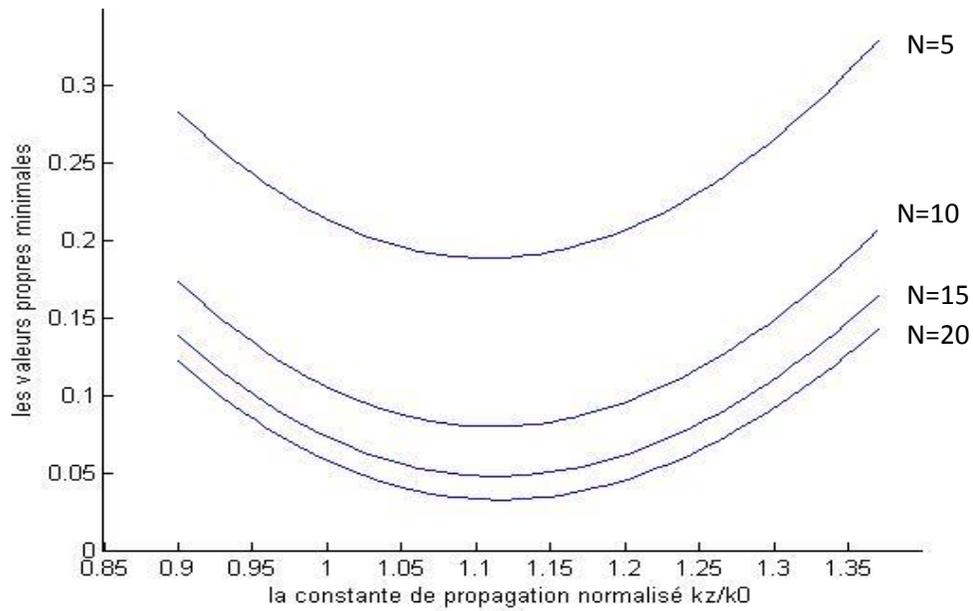
Figure. IV.5 : La variation de la constante de propagation normalisé en fonction de N(pour $f=28\text{GHz}$ et $M=0$)

En appliquant la méthode de LSBR, et LSBRM nous recherchons, la plus petite valeur propre qui concerne la constante de propagation normalisée des finlines, comme montré par la figure **IV.5**

La convergence des solutions est accélérée pour la nouvelle variante de la méthode des moindres carrés et la précision est meilleure avec un nombre de modes relativement restreint.



(a)



(b)

Figure . IV .6: Comparaison des performances de la méthode LSBR (a) et LSBRM (b)

Chapitre IV : Etude dynamique de structures planaires

Si $M = 0$ donc $\kappa = 0$ et $\mu = 1$ le tenseur de perméabilité du ferrite devient grandeur scalaire et il est égal $\mu_{r2} = 1$. Le ferrite devient, dans ce cas-ci, un diélectrique isotrope.

En changeant la fréquence, nous obtenons la courbe de dispersion pour différentes valeurs de M quand $M < M_s$ et M est la magnétisation de saturation.

Les résultats de simulations pour $M = 0$ sont dans la concordance très bonne (avec une différence de 1 à 2 %) avec les résultats empiriques de J. B. Knorr [30]. si M augmente, les valeurs de la constante de propagation normalisé est augmenté (fig. . IV .7 et fig. . IV .8). Cette variation est confirmée par les résultats des références [30] et [31].

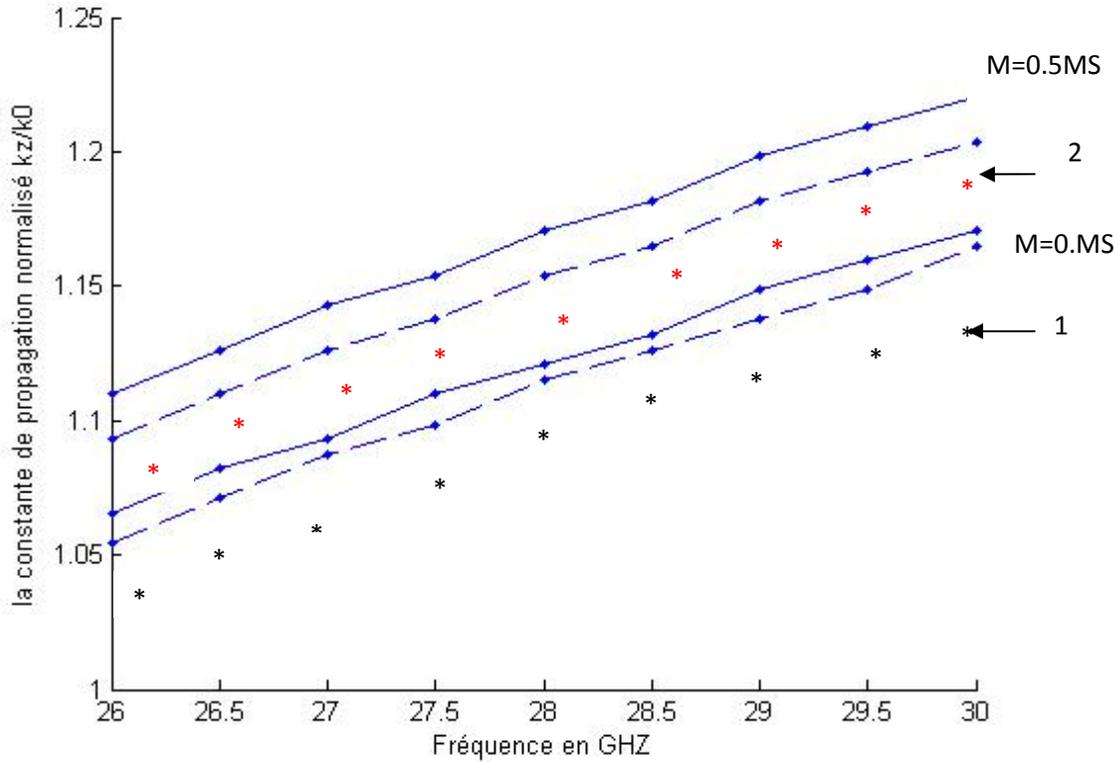


Figure. IV .7: les courbes de dispersion de la ligne à ailettes unilatérales pour ($M=0$ et $M=0.5MS$)

(*1) La référence : [30], (*2) La référence : [31]

_____ : La méthode LSBR

----- : La méthode LSBRM

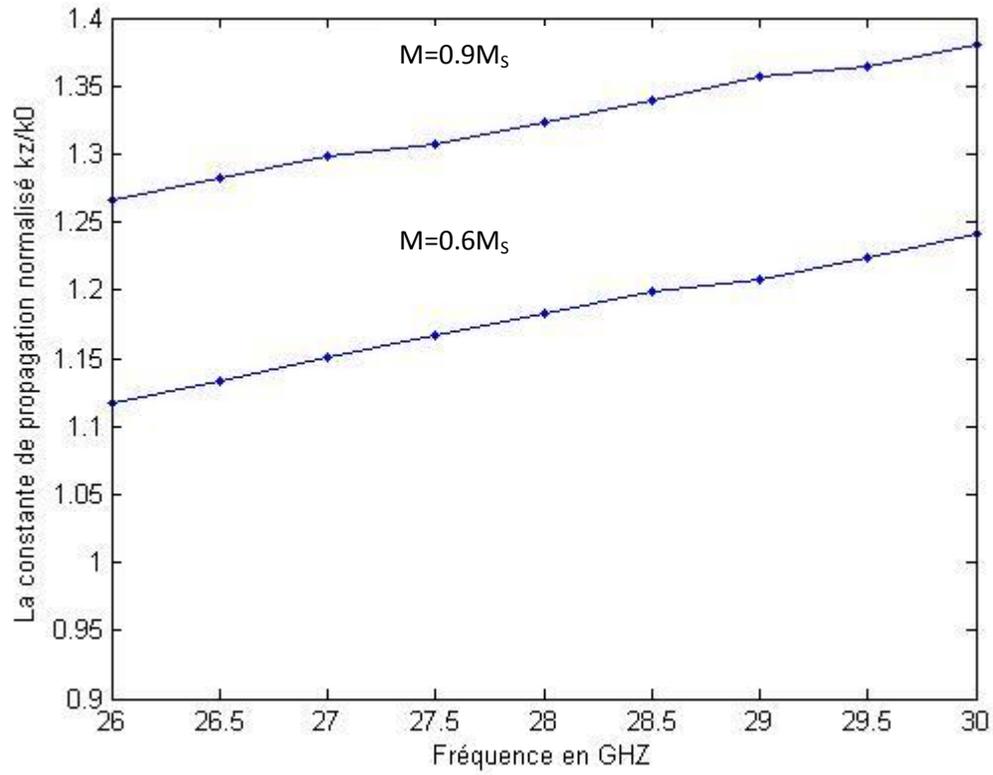


Figure. IV .8: Les courbes de dispersion pour les différentes valeurs de magnétisation

Chapitre IV : Etude dynamique de structures planaires

Pour calculer le déphasage normalisé nous avons tracé les courbes de dispersion en les deux cas, lorsque l'onde se propage dans le sens positif et le sens inverse.

Les résultats obtenus sont représentées sur les figures IV .9 et et IV .10

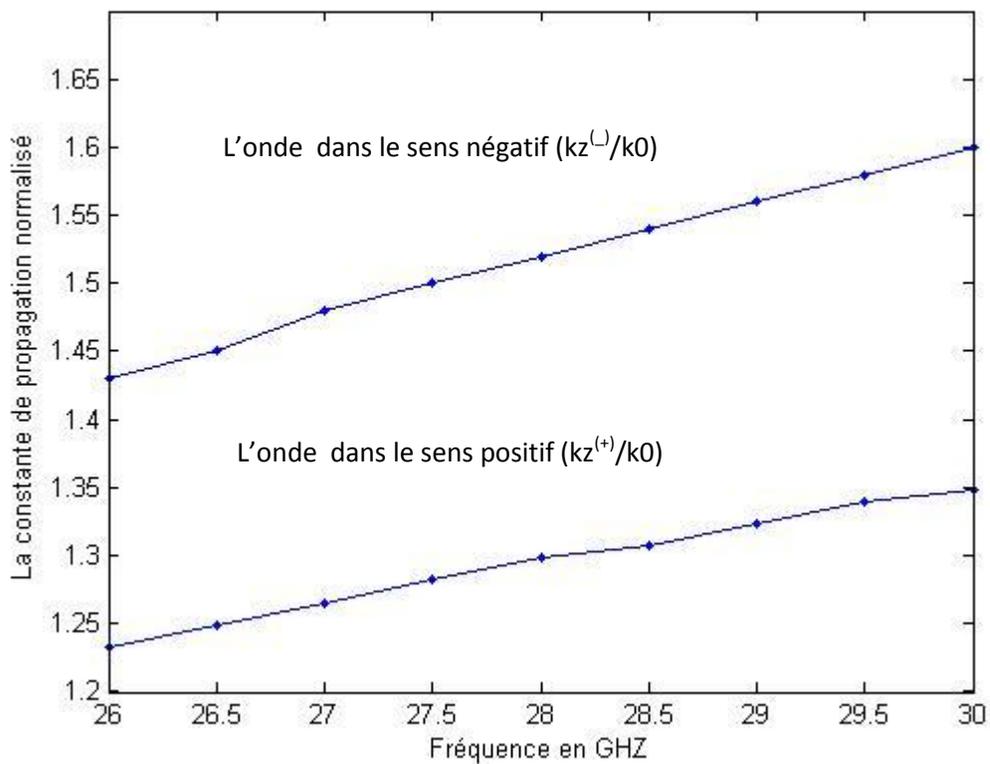


Figure. IV .9: la courbes de dispersion pour $M=0.8Ms$.

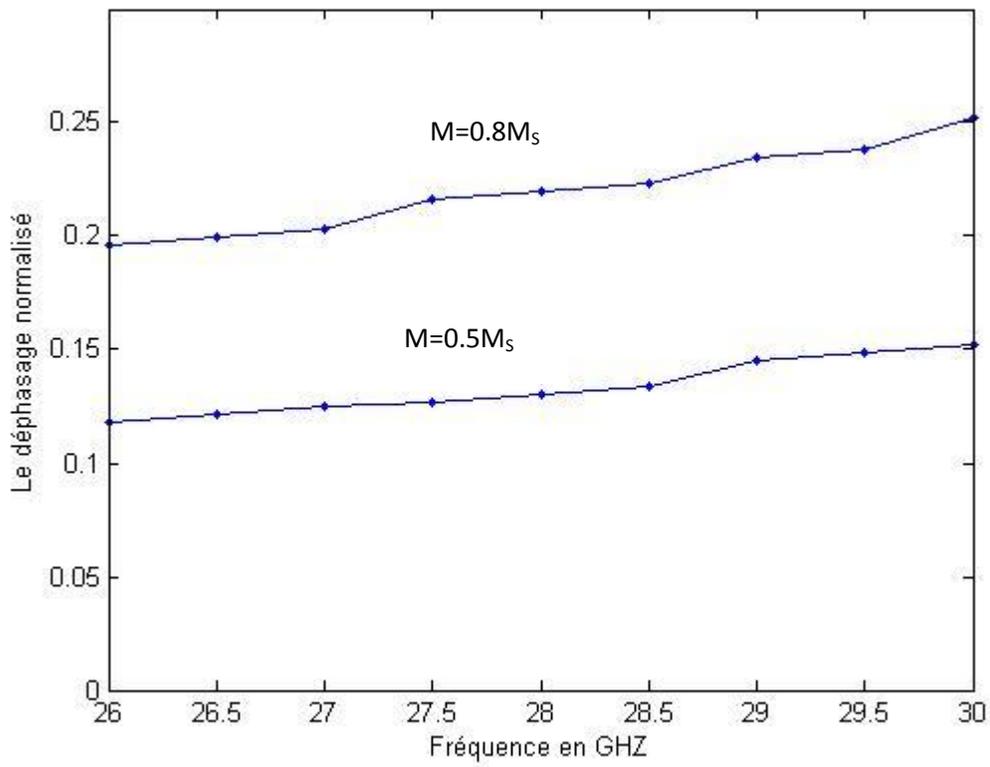


Figure. IV .10: Le déphasage normalisé ($kz^{(-)}-kz^{(+)}/k_0$) pour($M=0.5M_s$ et $M=0.8M_s$).

IV.3.2 La Ligne micro-ruban blindée implantée sur un substrat composite diélectrique ferrite

Les paramètres électriques et géométriques de la ligne sont décrits dans le **Tableau IV .2** :

$d 1$ (mm)	$d 2$ (mm)	$d 3$ (mm)	$4\pi M_s$ (gauss)	b (mm)	w/b (mm)	$\epsilon_{r1} = \epsilon_{rf}$	ϵ_{r2}	μ_{r1}	μ_{r3}
0.8	3.054	10	2800	20	0.5	16.1	9.9	1	1

Tableau. **IV .2** : les paramètres de la ligne microruban

Pour cette structure nous avons déterminé la courbe de dispersion dans le cas $M=0.4M_s$
Les résultats obtenus représentent dans la figure **.IV .11** :

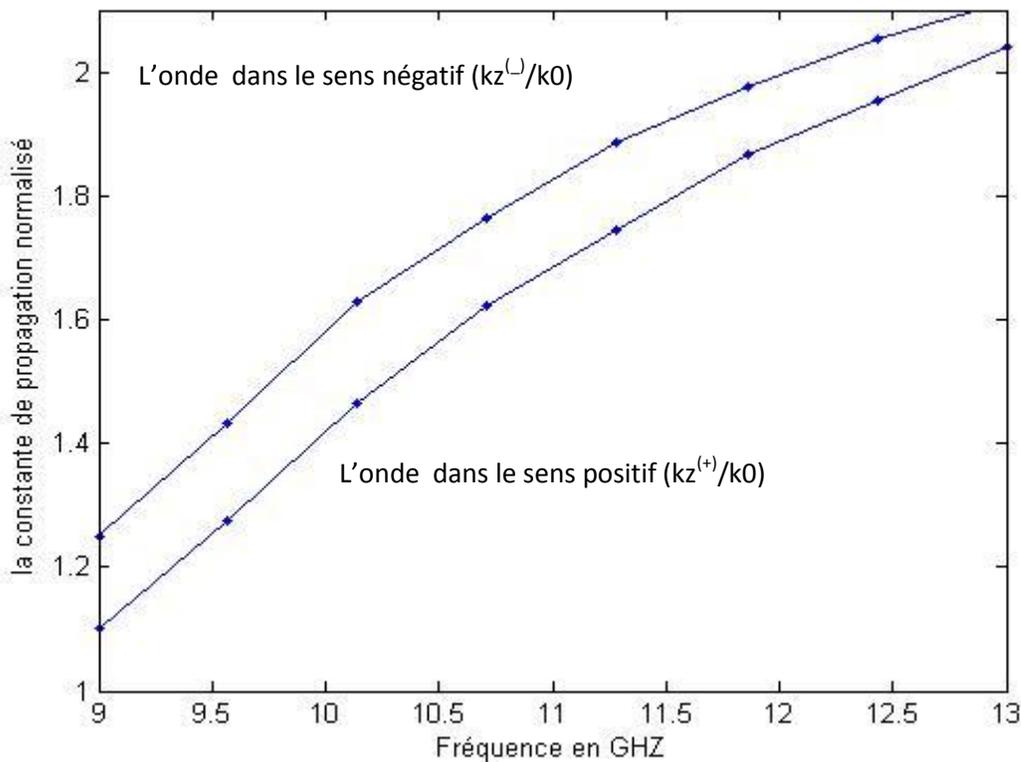


Figure. IV .11: les courbes de dispersion de la ligne micro ruban sur un substrat composite ferrite – diélectrique pour ($M=0.4M_s$)

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans cette étude, nous avons utilisé une méthode intégrale permettant l'analyse théorique des structures planaires en mode quasi-TEM. Son utilisation ne se limite pas aux structures traitées dans ce mémoire, mais devrait s'étendre à des configurations géométriques plus complexes (discontinuités dans les guides, ligne à plusieurs conducteurs et à multicouches de diélectrique et ferrite)

Nous avons développé la formulation générale d'une ligne microruban fonctionnant en mode quasi-TEM par application de la méthode des moindres carrés modifiée. Celle-ci a mis en évidence les performances de cette nouvelle variante par rapport à la méthode classique. Un programme de calcul qui simule les différents paramètres caractéristiques de notre structure telles que l'impédance caractéristique, la constante de propagation et le déphasage a été élaboré.

Cette étude, basée sur une formulation théorique générale et rigoureuse qui tient compte de l'anisotropie du substrat utilisé (perméabilité tensorielle), nous a permis de déterminer des différents paramètres caractéristiques de la structure étudiée telles que l'impédance caractéristique, la constante de propagation, la permittivité effective, etc.

Par la suite, nous avons développé une étude dynamique de structures planaires par application des méthodes moindres carrés classique (LSBR) et modifiée (LSBRM) sur un substrat ferrite puis composite diélectrique-ferrite où nous avons déterminé la constante de propagation donc la courbe de la caractéristique de dispersion et étudié l'influence de la magnétisation de ferrite sur cette courbe.

En perspective de cette étude des résultats de la simulation peuvent être exploités pour la conception des circuits non réciproque (déphaseur, isolateur, circulateur...etc.)

Bibliographie

Bibliographie

[1] **Gwénaél Poitau** "Contribution au développement d'un isolateur coplanaire à résonance par la méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel "Thèse de Doctorat en Dispositifs de l'électronique intégrée École doctorale Électronique, Électrotechnique, Automatique de Lyon, 2002

[2] **Siaba Fatima Zohra** «Modélisation de résonateurs et de l'obstacle inductif en lignes à ailettes unilatérales "projet de thèse de magister en Microondes Décembre 2001 Université Mentouri Constantine.

[3] **K. Ise, K. Inoue and M. Koshiba**, «Three dimensional finite element method with edge element of electromagnetic waveguide discontinuities ", IEEE Transactions MTT, vol. 39, pp 1289 – 1295, August. 1991.

[4] **W. J. R. Hoefler**, "The transmission–line matrix method–theory and applications ", IEEE Transactions MTT, vol. 33, pp 882 – 893, Oct. 1985.

[5] **Sadiku M** “ Numerical Techniques in Electromagnetics”; 1992 ;Boca Raton : CRC Press ; 690 p.

[6] **R. Mittra and T. Itoh**, “Spectral domain approach for calculating the dispersion characteristics of microstrip lines”, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-21, n° 7 pp. 496-499, Juillet 1973.

[7] **Yee K.** ; "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media IEEE Transactions on Antennas and Propagation 1966" ; vol. 14 ; n°3 ; 302-307.

[8] **R. L. Courant**, "Variational Methods for the Solution of Problems of Equilibrium and Vibration. » Bulletin of the American Mathematical Society "49: 1-23., 1943.

[9] **Harrington R.F** "Field Computation by Moment Methods; 1968; Piscataway, " NJ: IEEE Press; p.229 .

- [10] **P.B. Johns**, "A symmetrical condensed node for the TLM method".IEEE Trans. MTT vol. 35, n°4, 1987 pp. 370-377.
- [11] **Taflove A** " The Finite-Difference Time-Domain Method" ; 1995; Boston : Artech House ; p.559
- [12] **Yee K**; "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media" IEEE Transactions on Antennas and Propagation" ; 1966 ; vol. 14 ; n°3 ; 302-307
- [13] **M.L.Riabi, M.Ahmadpanah, H.Benzina and Victor Fouad Hanna** " Performance of the LSBRM using efficient weighting functions for planar structures ", IEE.Vol 142 N°0 4.pp364-368, August 1995.
- [14] **Davies, J.B.**: "A LSBRM for the numerical solution of scattering problems, » IEEE Trans., 1973, MTT-21, (2), pp. 99-104
- [15] **S.R. N’Gongo** " Modélisation des circuits planaires : Application à l’influence du boîtier", Thèse de Doctorat en Electronique, INP Toulouse, 1999.
- [16]**Oussama Zahwe** "Conception et Réalisation d’un Circulateur Coplanaire à Couche Magnétique de YIG en Bande X pour des Applications en Télécommunications" Thèse de Doctorat en Optique Photonique et Hyperfréquences, Université Jean Monnet Saint Etienne, 2009
- [17]**Wang Tongling** " Étude de Circuits Intègres Micro-ondes Planaires et Non Planaires, Thèse de Doctorat, Génie Electrique, Université de Montréal, Tongqing Wang", 1998.
- [18] **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"
- [19] **Kreuwels** " Ligne de Transmission, chapitre I : Analyse des champs d’une ligne de transmission, Microwave" UCL.ELEC 2360
- [20]**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). "
- [21]**Lherbaudiere** "Lines de transmission Hedotop, hit. Parade", 2002
- [22] T. Tech, LPKF Technologies des lignes de transmissions, les substrats Groupe ESIEE-Paris

- [23] **D. Polder** “On the theory of ferromagnetic resonance”. *Philos. Mag.*, Vol. 40, pp. 99–115, 1949
- [24] **G.T. Rado**, “Theory of the microwave permeability tensor and Faraday effect in non Saturated ferromagnetic materials”, *Phys. Review*, Vol. 89, pp. 529-1953.
- [25] **P. Quéffélec**, « Les composites magnétiques en hyperfréquences : du matériau au dispositif », Habilitation à Diriger des Recherches, Université de Bretagne Occidentale, pp. 56-100, 11 décembre 2002.
- [26] **J.J. Green, F. Sandy**, “Microwave characterization of partially magnetized ferrites”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 22, N°6, pp. 641-645, June 1974.
- [27] **S.Bolioli, H.Benzina**, " Centimeter wave microstrip phase shifter on a ferrite-dielectric substrate" *IEEE.Trans.MTT* Vol. 37 N°0 4, pp 698-705, April 1989.
- [28] **M. Igarashi, Y. Naito**, “Tensor permeability of partially magnetized ferrites”, *IEEE Trans. Magnetics*”, Vol.13, N°5, pp. 1664-1668, Sep. 1977.
- [29] **E. Schliemann**, “Microwave behavior of partially magnetized ferrites”, *J. Appl. Phys.*, Vol. 1, p.1204, June 1970.
- [30] **J. B. Knorr and P. M. Shayda**, “Millimeter-wave finline characteristics”, *IEEE Trans. MTT*, Vol. 28, No. 7, pp. 737-743, Jul. 1980.
- [31] **H. Sakli, H. Benzina, T. Aguli, Jun. Wu. Tao**“A Rigorous Study of Some Planar Structures With Longitudinally Magnetized Ferrite by a Modified LSBR Method”, *International Journal of Microwave and Optical Technology, IJMOT*, Vol. 4, No. 6, pp.358-367, Nov. 2009.

Abstract

In this work, the modified least squares boundary residual method LSBR is utilized, which takes into account electromagnetic field singularities at the metal-dielectric edge with the use of systematic weighting functions which accelerated the convergence.

The study is presented for different planar structures on a composite dielectric-ferrite substrate : microstrip and finlines which we have calculated the line parameters (the propagation constant, the characteristic impedance ,the phase shift and the dispersion).

Our results are in a good agreement with those published in the literature.

Indexing terms:

Modified LSBR method, ferrites, planar structures, dispersion.

ملخص

في هذا العمل قمنا بدراسة جديدة لطريقة LSBR وذلك باستعمال دوال الوزن في حدود الناقل والعازل للبنى السطحية مما يسمح بالتقارب السريع لهذه الطريقة .

هذه الدراسة تم تطبيقها على مختلف البنى السطحية المحمولة على حامل مركب من عازل و مادة مغناطيسية التي سمحت لنا بحساب الخصائص التي تميز خطوط البنى السطحية.

الكلمات الافتتاحية :

طريقة LSBR المعدلة, مادة مغناطيسية, البنى السطحية, التشتت.

Résumé

Dans ce travail, nous avons utilisé la nouvelle variante de la méthode des moindres carrées LSBR qui tient compte des singularités des champs électromagnétiques au bord du métal diélectrique en utilisant des fonctions de poids systématiques qui permettent d'accélérer la convergence.

L'étude est faite sur différentes structures planaires : la ligne microruban et la ligne à ailettes unilatérale sur substrat composite diélectrique ferrite pour laquelle nous avons calculé les différents paramètres caractérisant les lignes (la constante diélectrique effectif , l'impédance caractéristique ,le déphasage, et la dispersion).

Mots clés :

La méthode LSBR modifiée, ferrites, structures planaires, dispersion.