REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE
LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE FERHAT ABBAS DE SETIF
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de

MAGISTER

Option : Communication

Par

Mr. BOUKREDINE SALAH EDDINE

***Thème* :**

ETUDE D'UN GUIDE D'ONDES MULTICOUCHES AVEC SUBSTRAT CHIRAL – CHIROFERRITE - FERRITE

Soutenu le : 02/03/2009.

Devant le jury :

Président	Pr. N. KHENFER	Professeur	UFA SETIF
Rapporteur	Pr. F. DJAHLI	Professeur	UFA SETIF
Examinateurs	Pr. N. BOUZIT	Professeur	UFA SETIF
	Dr. A. BERTIL	M. C	UFA SETIF

Remerciements

Je tiens à remercier vivement le professeur F. DJAHLI, pour m'avoir proposé ce travail de recherche. Je lui exprime toute ma reconnaissance pour l'aide et les conseils utiles qu'il m'a prodigués tout au long de la réalisation de ce mémoire.

Je remercie également tous les membres du jury pour avoir accepté d'examiner ce travail.

Je tiens aussi à remercier tous les enseignants et étudiants de l'institut d'électronique de l'université FERHAT ABBAS qui ont contribué de près ou de loin à l'aboutissement de ce travail.

RESUME

Dans ce travail nous avons proposé plusieurs modèles de ligne microruban avec substrat multicouche chiral – chiroferrite – ferrite, afin de pouvoir étudier les différents effets hybrides de la chiralité et la gyrotropie sur les caractéristiques de propagation de ces structures. Pour cette raison nous avons utilisé la technique de la matrice exponentielle généralisée (GEMT) dans le domaine spectral et l'approche de *Galerkin*.
Les résultats numériques ont montré qu'en plus des paramètres de chiralité, les variations de la constante de propagation et la permittivité effective sont en fonction de plusieurs autres facteurs tels que la fréquence de fonctionnement, la magnétisation et l'orientation du champ de polarisation, les dimensions géométriques de la structure, la largeur et la position du ruban.

Mots clés :
Ligne microruban multicouche, la matrice exponentielle, méthode de *Galerkin*, chiralité, gyrotropie, constante de propagation, permittivité effective.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE ……..……...…….…….01

CHAPITRE I : GENERALITES SUR LES LIGNES DE TRANSMISSION PLANAIRES

I.1. Introduction ……...…….03
I.2. Les lignes de transmission planaires ……..05
I.2.1. La ligne à substrat suspendu ……..……..05
I.2.2. La ligne triplaque ……06
I.2.3. La ligne à fente, microfente ……...……06
I.2.4. La ligne coplanaire ……07
I.2.5. La ligne à ailettes ……09
I.3. La ligne microruban ……...09
I.3.1. Définition ……...…09
I.3.2. Mode de propagation ……10
I.3.3. Paramètres de la ligne microruban en mode TEM statique ……11
I.3.3.1. L'impédance caractéristique ……....12
I.3.3.2. Permittivité effective d'une ligne microruban ……..….13
I.3.3.3. Longueur d'onde guidée ……..…..13
I.3.4. Approximation quasi-TEM ……..……13
I.3.4.1. Formules d'analyse ……...……14
I.3.4.2. Formules de synthèse ……...…15
I.4. Affaiblissement d'une ligne microruban ……..…….16
I.4.1. Pertes dans les conducteurs ……...…….16
I.4.2. Pertes dans le diélectrique ……..……17
I.4.3. Pertes par rayonnement ……...……17
I.4.4. Pertes par propagation des ondes de surface ……..18
I.5. Différents effets sur la ligne microruban ……..…….18
I.5.1. Effets dû à l'épaisseur du ruban ……..……18
I.5.2. Effets dû à la largeur du ruban ……20

I.5.3. Effets dû au blindage ……20
I.6. Mesures effectuées sur les lignes microrubans ……22
I.6.1. Mesure de l'impédance caractéristique ……22
I.6.2. Mesure de la longueur d'onde guidée ou de la permittivité effective ……22
I.6.3. Mesure de la constante d'atténuation ……23
I.7. Les méthodes d'analyse de la ligne microruban ……23
I.7.1. Analyse quasi-statique ……23
I.7.1.1. Méthode des transformations conformes ……24
I.7.1.2. Méthode des différences finies ……24
I.7.1.3. Méthode de l'équation intégrale ……24
I.7.1.4. Méthode variationnelle dans le domaine spectral ……24
I.7.2. L'analyse dynamique ou "Full-wave" ……25
I.7.2.1. Méthode de l'équation intégrale ……25
I.7.2.2. La méthode de *Galerkin* dans le domaine spectral ……26
I.7.2.3. Méthode des différences finies ……26
I.7.2.4. Méthode des éléments finis ……26

CHAPITRE II : PROPAGATION DANS LES STRUCTURES À SUBSTRAT CHIRAL

II.1. Introduction ……27
II.2. La chiralité ……28
II.2.1. Relations constitutives ……29
II.2.2. Propagation d'ondes dans un milieu chiral ……31
II.2.3. Impédance d'onde ……33
II.3. Intérêt d'un critère intégral pour les matériaux chiraux ……34
II.4. Calcul du coefficient de réflexion sur un multicouche chiral……35
II.5. Propagation dans les milieux biréfringents ……36
II.5.1. Les milieux biréfringents circulaires (chiraux) ……38
II.6. Etude d'une ligne microruban avec substrat chiral ……40

CHAPITRE III : LA LIGNE MICRORUBAN À SUBSTRAT DE FERRITE

III.1. Introduction ……..……43
III.2. Utilisation des ferrites dans le domaine des hyperfréquences ……44
III.3. Les différentes familles de ferrite …….……..44
III.3.1. Les grenats ferrimagnétiques (YIG) ……45
III.4. Propriétés et Principe de fonctionnement des ferrites pour les hyperfréquences ……....46
III.4.1. Non réciprocité dans les ferrites …….……..46
III.4.2. Précession du vecteur aimantation ……...……..……..47
III.4.3. Réponse magnétique d'un matériau ferrite ……...……..….49
III.5. Pertes dans les ferrites …….……52
III.5.1. Les pertes diélectriques ……..……..52
III.5.2. Pertes magnétiques à bas niveau de puissance hyperfréquence ……..….52
III.5.3. Pertes magnétiques à haut niveau de puissance hyperfréquence ……...….54
III.6. Le tenseur de Polder ……..……..54
III.7. Propagation des ondes électromagnétiques dans une ligne microruban de substrat a base de ferrite ……..……55
III.7.1. Cas où le ferrite est polarisé longitudinalement ……..….56
III.7.2. Cas où le ferrite est polarisé transversalement …….……57
III.7.2.1. $\vec{H}_0$ est appliqué suivant (ox) …….57
III.7.2.2. $\vec{H}_0$ est appliqué suivant (oy) …….59

Chapitre IV : APPLICATIONS À DES STRUCTURES MULTICOUCHES CHIRAL-FERRITE-CHIROFERRITE

IV.1. Introduction …….60
IV.2. Propagation dans un diélectrique anisotrope ……..61
IV.3. L'approche Full-wave dans le domaine spectral ……..……62
IV.3.1. Solution par la méthode de Galerkin …….……..62
VI.4. Géométrie du problème …….…….64
VI.5. La méthode de la matrice exponentielle généralisée..…….66

IV.6. Résultats et commentaires ……..69
IV.6.1. Effet des paramètres de chiralité ……..69
IV.6.2. Effet hybride de la gyrotropie et la chiralité ……71
IV.6.3. Effet de l'orientation du champ de polarisation ……..……..74
IV.6.4. Effet dû aux variations du champ de polarisation ……77
IV.6.5. Analyse d'une la ligne à ailettes multicouches ……...…….78
IV.6.5.1. Influence de la largeur de fente sur la permittivité effective ……...…….79
IV.6.5.2. Effet de la chiralité et la gyrotropie sur la permittivité effective……...79
IV.6.5.3. Influence de la magnétisation sur la constante de propagation ……81
IV.7. Conclusion ……..83

CONCLUSION GENERALE ……...84
APPENDICE 1 ……..……...……86
APPENDICE 2 ……..……...……87
REFERENCES ……...……88

INTRODUCTION GENERALE

Le terme *hyperfréquences* sert à désigner une bande de fréquences située entre environ 300MHz et 300GHz, caractérisant de ce fait des signaux radioélectriques à variations extrêmement rapides [1].

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. 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*.

Pour des raisons d'encombrement et de coût, la course à la miniaturisation qui s'est traduite notamment par de très grands progrès dans la taille des composants s'est également orientée vers le domaine des hyperfréquences. Cela a donné naissance à ce que l'on appelle la technologie des circuits intégrés micro-ondes (MIC). Ce qui a permis, dans les années cinquante, la réalisation de lignes de transmission et de circuits passifs micro-ondes (circulateurs, isolateurs, déphaseurs ...).

Le domaine des circuits intégrés micro-ondes est actuellement sujet à des activités de recherches intenses dans le but de développer des composants compacts, ou des sous-systèmes parfaitement adaptés aux exigences des applications actuelles.

Il est bien connu que les 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 reproduit en grand nombre et à faible coût par photolithographie une fois un prototype développé et mis au point.

L'évolution technologique des circuits à MIC a permis la réalisation de nombreuses structures de lignes planaires, les principales structures utilisées sont la ligne coplanaire, la ligne à fente et la ligne microruban qui fut un sujet de recherche important vu de son usage à grande échelle bénéficiant de ces avantages de faible encombrement, légèreté, facilité de fabrication.

Depuis les premières applications des lignes microrubans, on voulait élever leur fréquence d'opération, donc aller vers une miniaturisation des dimensions ce qui a provoqué plus le rayonnement de ces dernières, cela conduit à l'utilisation de substrats à constante diélectrique élevée afin de réduire les pertes.

Les substrats diélectriques conventionnels ont été très longtemps utilisés à cause de leur coût faible et leur facilité d'utilisation. L'apparition des guides d'ondes multicouches, ces dernières années, a montré l'intérêt d'utiliser certains types de substrats qui peuvent, dans certaines conditions d'utilisation, présenter des propriétés très intéressantes. Ces substrats sont en chiral, en ferrite ou une combinaison des deux.

Ce travail consiste à calculer la constante de propagation normalisée d'une ligne microruban avec substrat en chiral, puis celle d'une ligne avec substrat en ferrite et enfin la constante de propagation d'une ligne microruban multicouche chiral – chiroferrite – ferrite, en tenant compte des paramètres de gyrotropie et de chiralité qui peuvent avoir une grande influence sur les caractéristiques de propagation le long du guide.

Dans ce travail, nous avons utilisé la méthode de la matrice exponentielle généralisée dans le domaine spectral combinée avec l'approche de *GALERKIN*, pour cela on a proposé plusieurs modèles de lignes planaires afin d'étudier les différents effets du substrat employé sur les caractéristiques de propagation, une étude comparative entre les différents modèles est présentée.

Ce mémoire se compose de quatre chapitres. Dans le premier, une étude détaillée sur les lignes de transmission planaire, en particulier la ligne microruban est présentée. L'emploi des matériaux composites chiraux dans les substrats des structures microrubans est examiné dans le deuxième chapitre, le troisième chapitre est consacré à l'étude des lignes microrubans avec substrat en ferrite, les structures à substrat multicouche chiral – chiroferrite – ferrite ainsi que leurs différents effets sur les caractéristiques de propagation de la ligne sont présentés dans le dernier chapitre, enfin une conclusion générale termine ce mémoire.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LES LIGNES DE TRANSMISSION PLANAIRES

I.1. Introduction

Les applications pratiques des ondes électromagnétiques dans le domaine des communications ou du radar requièrent souvent un guidage des ondes, à la fois pour empêcher les interférences et pour canaliser l'énergie de façon à minimiser l'atténuation de l'onde. Ce guidage est causé par la présence d'une structure conductrice ou diélectrique (ou une combinaison des deux) qui permet des modes de propagation privilégiés dans une direction. Nous allons supposer que cette structure a une symétrie de translation dans une direction, qu'on choisit comme axe des z.

Il existe plusieurs types de guides d'ondes pour transporter l'énergie ou les signaux tel que les lignes bifilaires, coaxiales, microrubans, guides métalliques creux, fibres optiques…
La figure I.1 représente la section droite de divers types de guide d'ondes. Les ondes se propagent suivant l'axe *Oz* perpendiculaire à la figure.

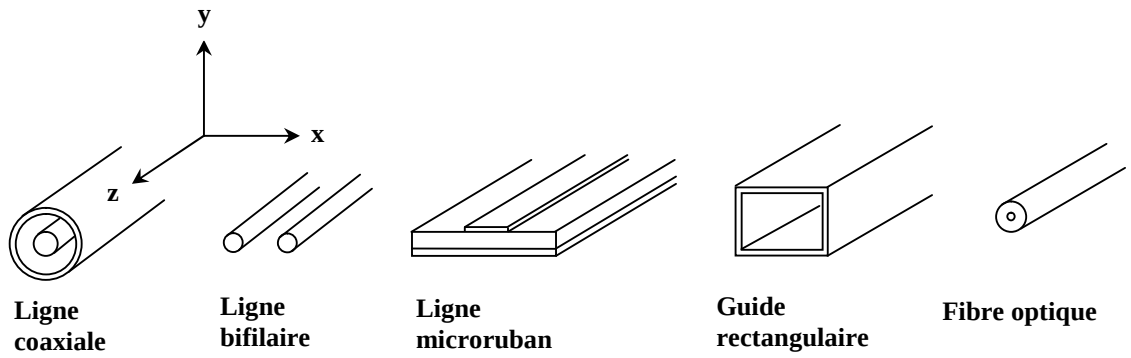


Fig. I.1. Différents types de guides d'ondes.

Les lignes bifilaires (deux fils métalliques parallèles) sont utilisées à basses et hautes fréquences (jusqu'à ~ 10 MHz), les lignes coaxiales (deux conducteurs coaxiaux séparés par

un diélectrique) à hautes fréquences (jusqu'à ~ 3 GHz) et les guides métalliques creux (rectangulaire, circulaire) en hyperfréquences de 3 à 100 GHz. Les microlignes (rubans métalliques posés sur des substrats diélectriques) sont fabriquées à l'aide de techniques de circuits intégrés et fonctionnent en hyperfréquences (quelques GHz). Les fibres optiques monomodes sont fabriquées en verre (silice) ultra-pur de diamètre de 2 à 9 μm et opèrent autour de $2 .10^{14}$ Hz. Elles peuvent transporter des signaux sur ~ 100 km sans réamplification.

Les ondes électromagnétiques guidées, à la différence des ondes se propageant dans le vide, ne sont pas toujours transverses, c'est-à-dire que les champs électriques et magnétiques ne sont pas nécessairement perpendiculaires à la direction de propagation (l'axe des z). Il faut considérer différents modes de propagation pour une valeur donnée de la fréquence ω. On distingue les cas suivants [1] :

- Mode **TEM** (**T**ransverse **E**lectrique et **M**agnétique) : les champ H et E sont perpendiculaires à la direction de propagation (les deux composantes E_z et H_z sont nulles), comme si l'onde se propageait dans le vide. On verra que ce type de propagation est impossible dans un guide d'onde fermé.

- Mode **TM** (**T**ransverse **M**agnétique) : le champ B est perpendiculaire à la direction de propagation, mais $E_z \neq 0$. Ce mode est aussi appelé onde de type E (car E_z est non nul).

- Mode **TE** (**T**ransverse **E**lectrique) : le champ E est perpendiculaire à la direction de propagation, mais $B_z \neq 0$. Ce mode est aussi appelé onde de type H (car H_z est non nul).

- Mode **EH** (hybride) les deux composantes E_z et H_z sont présentes.

Ces modes peuvent se propager aussi bien dans les lignes classiques que dans les circuits intégrés micro-onde.

I.2. Les lignes de transmission planaires

Les lignes de transmission planaires sont des assemblages de conducteurs déposés sur l'une ou les deux faces d'un substrat isolant (diélectrique). Elles constituent Ie point le plus essentiel dans les circuits MICs. Les plus utilisées sont la ligne microruban (microstrip), la ligne coplanaire (coplanar waveguide) et la ligne à fente (slot line). Les propriétés de propagation de ces lignes dépendent des dimensions et de la permittivité du substrat.

Pour des applications en bande millimétrique, ces lignes peuvent être placées dans une enceinte fermée pour supprimer les pertes par rayonnement. On obtient ainsi la ligne à substrat suspendu (suspended substrate line) et la ligne à ailettes (fin line). Ces pertes peuvent aussi être réduites en utilisant un substrat à forte permittivité diélectrique, qui produit une concentration des champs dans le diélectrique. Le mode dominant de ces lignes est un mode hybride et la distribution des champs n'est pas connue analytiquement.

La ligne la plus utilisée est la ligne microruban, en raison de sa simplicité de fabrication et des applications qu'elle permet tant en circuits passifs qu'en circuits actifs. C'est donc elle que nous étudierons le plus longuement. Les autres lignes seront présentées brièvement.

I.2.1. La ligne à substrat suspendu

Pour éviter le rayonnement on enferme une ligne de type microruban dans un guide d'ondes rectangulaire, obtenant ainsi une *ligne à substrat suspendu* (en anglais suspended substrate line), voir la figure I.2.

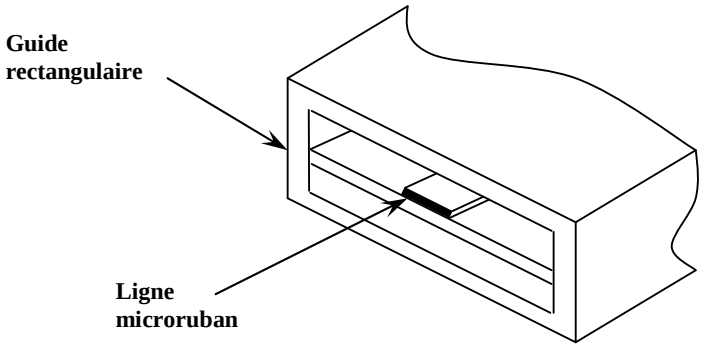


Fig. I.2. Structure de la ligne à substrat suspendu.

La ligne à substrat suspendu a été étudiée par *Brenner* [2], qui a fait usage de la méthode des différences finies pour obtenir des formules de calcul. La largeur du guide d'ondes doit être choisie de façon à éviter la propagation des modes du guide d'ondes chargé.

I.2.2. La ligne triplaque [3]

La ligne triplaque (en anglais stripline) est constituée de deux plaques métalliques (plan de masse) séparées par un substrat de diélectrique au sein duquel se trouve une bande métallique, voir la figure I.3.

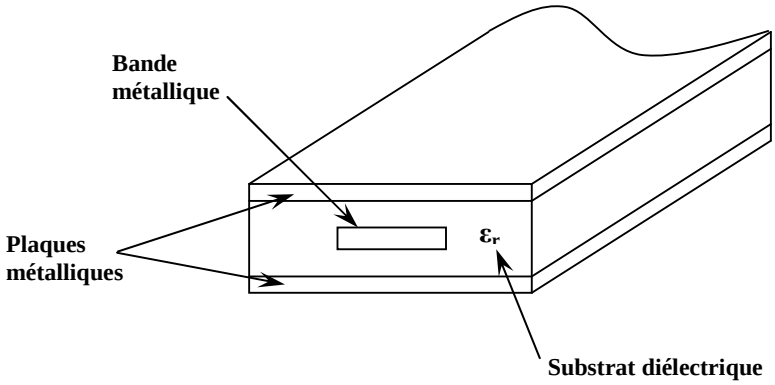


Fig. I.3. Structure de la ligne triplaque.

C'est, en quelque sorte, une ligne microruban rendue symétrique par l'adjonction d'un plan métallique supérieur, image du plan métallique inférieur par rapport au plan où se trouve la bande centrale.

I.2.3. La ligne à fente, microfente

Dans la ligne à fente ou à microfente (en anglais slot line ou microslot line), les deux conducteurs formant la ligne de transmission sont déposés sur la même face du substrat diélectrique. Il n'y a pas de métallisation sur l'autre face du substrat comme il est indiqué dans la figure I.4.

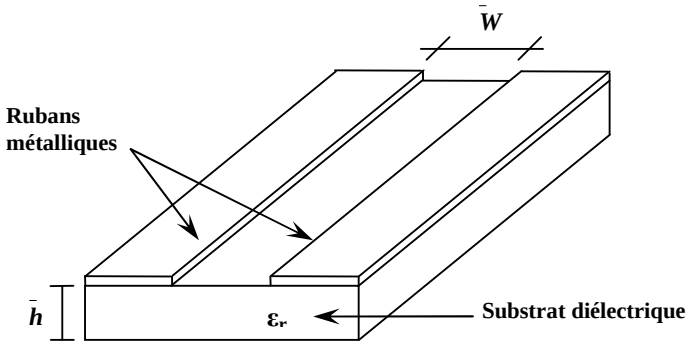


Fig. I.4. Structure de la ligne à fente.

Le champ électrique possède une composante dans le plan de séparation et le champ magnétique une composante normale à ce dernier. Le champ magnétique doit avoir une composante longitudinale. Vu l'asymétrie des champs, produite par la présence de deux milieux différents, le champ électrique a aussi une composante longitudinale. Le mode dominant de la ligne à fente est donc hybride. Il n'est pas possible de négliger les composantes longitudinales comme dans le cas de la ligne microruban.

Une étude approfondie de la propagation sur une ligne à fente a été effectuée par *Cohn* [2] et des résultats approchés pour plusieurs substrats sont disponibles sous forme graphique.

I.2.4. La ligne coplanaire

Comme pour la ligne à fente, tous les conducteurs de la ligne coplanaire (en anglais coplanar line) sont situés sur la même face du substrat. On a dans ce cas deux fentes de même largeur, séparées par un ruban métallique comme le montre la figure I.5.

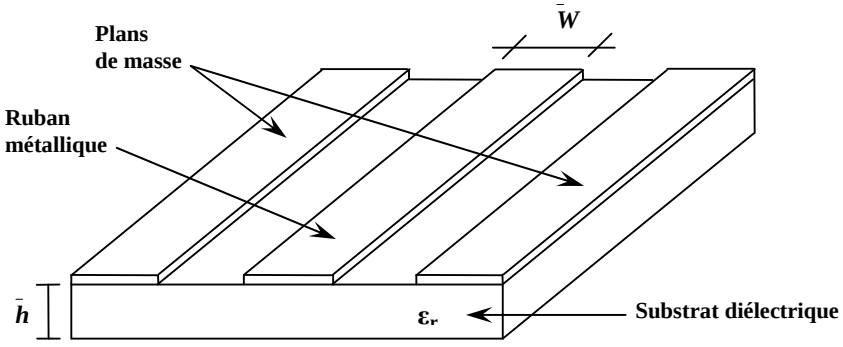


Fig. I.5. Structure de la ligne coplanaire.

Compte tenu de sa géométrie, les lignes de transmission coplanaires possèdent deux modes fondamentaux dont les lignes de champs électriques et magnétiques sont représentées sur la figure I.6.

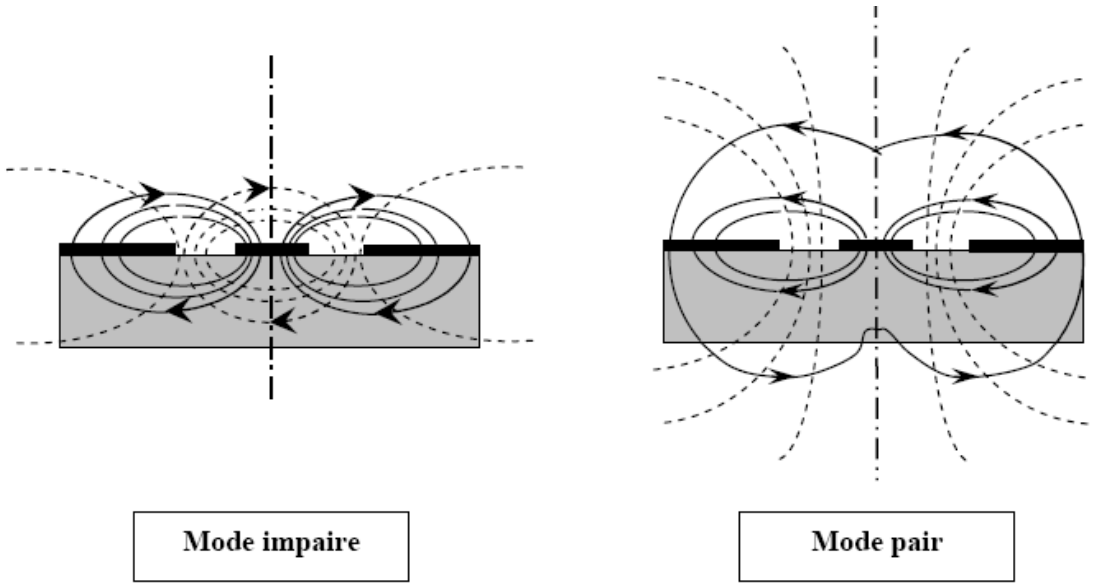


Fig. I.6. Lignes des champs d'une ligne coplanaire.

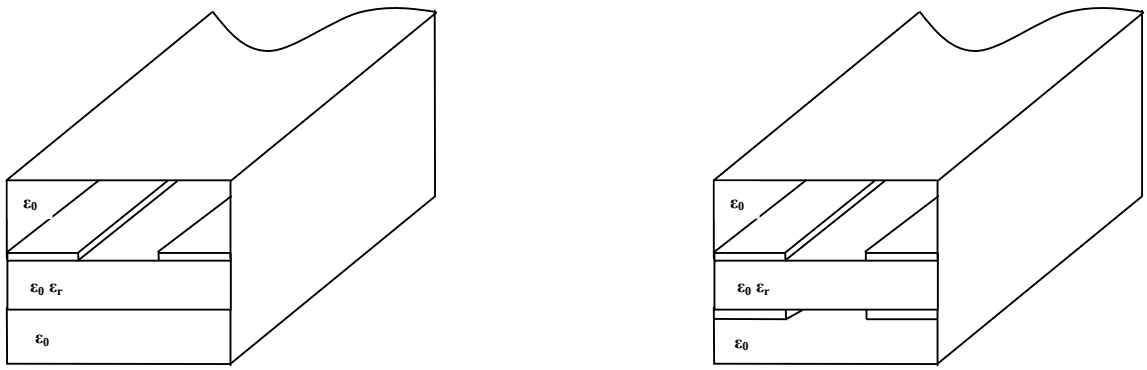
Le mode pair de la ligne coplanaire est un mode quasi-TE dispersif et le mode impair est un mode quasi-TEM peu dispersif. Même si l'utilisation conjointe des deux modes n'est pas à négliger, c'est en général le mode impair qui est utilisé du fait de sa faible dispersion. Afin de filtrer le mode pair il est nécessaire de forcer le potentiel entre les deux plans de masse à la même valeur. L'utilisation de ponts pour filtrer le mode pair est l'un des principaux inconvénients d'une telle technologie, puisqu'elle requiert un processus technologique supplémentaire.

Malgré ces inconvénients, la technologie coplanaire possède de réels avantages [4] :

- la facilité de report de composants (actifs ou passifs) en parallèle ou en série,
- l'élimination des trous métallisés et par conséquent des effets parasites associés,
- la possibilité d'assurer un fort découplage entre les lignes compte tenu de la présence du plan de masse sur la même face du substrat,
- la souplesse de conception liée à la possibilité de réaliser une même impédance caractéristique avec différents dimensionnements de lignes,
- les lignes coplanaires sont moins dispersives que les lignes microruban, ce qui est un atout indéniable pour une utilisation aux fréquences millimétriques.

I.2.5. La ligne à ailettes

De façon similaire à celle décrite pour la ligne à substrat suspendu, on peut également placer une ligne à fente unilatérale ou bilatérale dans un guide d'ondes rectangulaire pour supprimer son rayonnement (voir figure I.7). La structure qui en résulte est appelée *ligne à ailettes*, (en anglais fin line).



(a) **(b)**

Fig. I.7. Structure de la ligne à ailettes
(a)unilatérale, (b) bilatérale.

L'étude de cette structure est effectuée par la méthode de *Cohn* [2] et permet d'obtenir des relations approchées.

I.3. La ligne microruban

I.3.1. Définition

La ligne microruban ou encore microbande (en anglais microstrip) est une des structures de guidage pour circuits micro-ondes et millimétriques, parmi les plus connues. Elle est constituée par un ruban métallique mince et étroit déposé sur une face d'une plaque de diélectrique entièrement métallisée sur l'autre face (plan de masse), comme le montre la figure I.8.

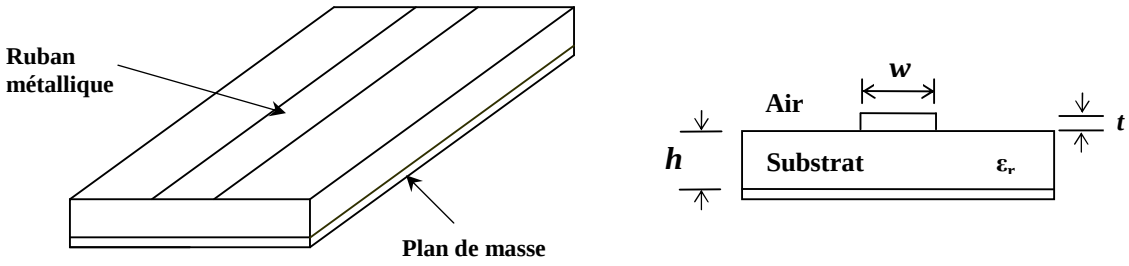


Fig. I.8. Structure générale de la ligne microruban.

Les paramètres dimensionnels les plus importants de la ligne microruban sont : la largeur *w* du ruban qui détermine son impédance caractéristique, l'épaisseur *h* du substrat, généralement de l'ordre d'une fraction de millimètre, et dont la permittivité relative (ε_r) doit être élevée afin d'y concentrer le champ électromagnétique, réduisant ainsi les pertes par rayonnement, et enfin l'épaisseur *t* du ruban, généralement très petite ($t/h<<1$), elle peut souvent être négligée.

La ligne microruban présente plusieurs avantages tels que :

- la possibilité de transmettre des signaux en courant alternatif ou en courant continu,
- cette structure est applicable à des fréquences allant de quelques GHz à plusieurs dizaines de GHz,
- la facilité d'implantation des composants actifs (diodes et transistors),
- la longueur d'onde de la ligne est considérablement réduite, ce qui entraîne des dimensions des composants répartis relativement petites,
- la structure peut résister à des tensions et des niveaux de puissance élevés.

I.3.2. Mode de propagation

La difficulté de l'étude de la propagation de l'onde électromagnétique dans une ligne microruban vient de ce que cette propagation s'effectue à la fois dans le substrat, de permittivité ε_r, et dans l'air, de permittivité 1, comme le montre la forme des lignes de champ électrique sur la figure I.9.

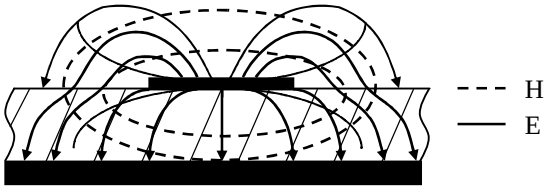


Fig. I.9. Lignes de champ électrique et magnétique dans une ligne microruban.

Le milieu de propagation est donc inhomogène et le mode de propagation ne peut donc pas être purement TEM. De nombreuses études ont montré qu'une telle ligne de transmission est le siège d'une onde se propageant en mode très proche du mode TEM appelé (Quasi-TEM).

Ainsi, pour simplifier l'analyse, une ligne microruban peut être remplacée par une ligne homogène équivalente (figure I.10) entourée d'un milieu diélectrique de permittivité effective ε_{eff} établie à partir des paramètres la caractérisant (w, h et ε_r).

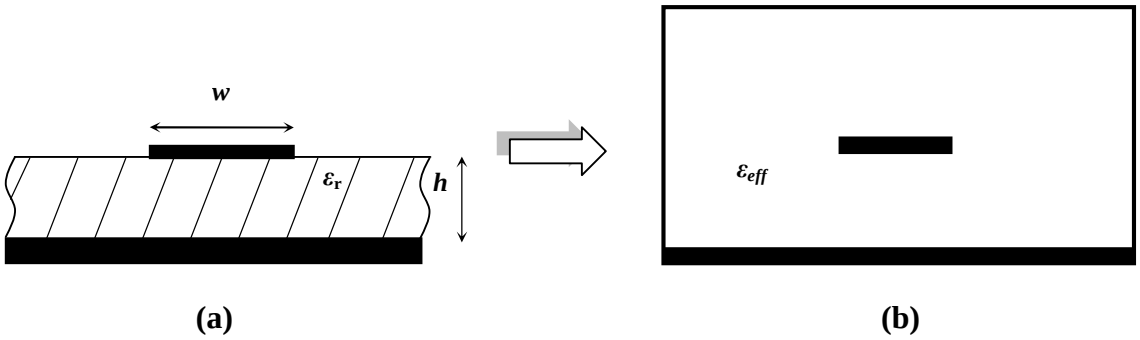


Fig. I.10. Principe de l'approximation Quasi-TEM.

I.3.3. Paramètres de la ligne microruban en mode TEM statique

Le problème de synthèse d'une ligne microruban consiste à trouver les valeurs de la largeur w, et de l'épaisseur h correspondant à l'impédance caractéristique Z_0 [2], [5]. La synthèse donne en fait le rapport normalisé, largeur sur hauteur w/h de même que la permittivité effective ε_{eff} qui fournit un lien pratique entre les longueurs d'ondes, les impédances et les vitesses de propagation.

I.3.3.1. L'impédance caractéristique [2], [6]

Pour une ligne de transmission de type TEM l'impédance caractéristique Z_c en haute fréquence peut être exprimée par :

$$Zc = \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{I.1}$$

L et C étant respectivement le coefficient de self induction et la capacité par unité de longueur.

De même, la vitesse de phase est donnée par :

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{I.2}$$

La combinaison des équations (I.1) et (I.2) permet d'écrire :

$$Z_c = v_p L \tag{I.3a}$$

$$Z_c = \frac{1}{v_p C} \tag{I.3b}$$

Lorsque le substrat de la ligne microruban est effectivement enlevé, on obtient une ligne avec un diélectrique d'air. Son impédance caractéristique est donc donnée par :

$$Z_{c1} = \sqrt{\frac{L}{C_1}} \tag{I.4.a}$$

Où

$$Z_{c1} = cL \tag{I.4.b}$$

D'où

$$Z_{c1} = \frac{1}{cC_1} \tag{I.4.c}$$

Où L n'est pas modifié, puisqu'en général le substrat est de perméabilité égale à celle du vide (μ_r =1), C_1 est la capacité par unité de longueur de cette ligne.

c étant la vitesse de la lumière.

La combinaison des relations (I.1), (I.4.b) et (I.4.c) permet d'écrire :

$$Z_c = \frac{1}{c\sqrt{CC_1}} \tag{I.5}$$

Cela signifie que l'évolution des capacités de la ligne avec et sans substrat diélectrique est nécessaire pour l'obtention de l'impédance caractéristique désirée.

I.3.3.2. Permittivité effective d'une ligne microruban

La permittivité effective est une quantité rencontrée uniquement dans les systèmes de lignes de transmission à diélectrique mixte, elle fournit un lieu pratique entre les impédances et les vitesses de phases.

Pour une ligne microruban à diélectrique air, la vitesse de phase est donnée par :

$$c = \frac{1}{\sqrt{LC_1}} \tag{I.6}$$

En divisant l'équation (I.2) par l'équation (I.6) et en élevant au carré, on obtient :

$$\frac{C}{C_1} = \left(\frac{c}{v_p}\right)^2 \tag{I.7}$$

Le rapport C/C_1 est appelé la permittivité effective d'une ligne microruban, et représente un important paramètre pour les microrubans. A partir de l'équation (I.7) ε_{eff} est donnée par :

$$\varepsilon_{eff} = \left(\frac{c}{v_p}\right)^2 \tag{I.8}$$

I.3.3.3. Longueur d'onde guidée

Pour une onde qui se propage, la vitesse est donnée par le produit de la fréquence et de la longueur d'onde appropriées. Dans le vide, on a la relation $c = f.\lambda_0$.

En remplaçant ce produit dans l'équation (I.8) on obtient, avec $v_p = f.\lambda_g$ vitesse dans la ligne microruban :

$$\varepsilon_{eff} = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2 \qquad \text{ou} \qquad \lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \tag{I.9}$$

Où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide.

I.3.4. Approximation quasi-TEM

Vu la faible amplitude des composantes longitudinales $\underline{E}_z$ et $\underline{H}_z$, celles-ci peuvent être négligées en dessous d'une certaine fréquence, même si les champs tangents au bord du

diélectrique ne sont plus continus. Le mode dominant hybride est alors remplacé, en première approximation, par un mode TEM, qui peut faire l'objet d'une étude électrostatique [1].

I.3.4.1. Formules d'analyse

Pendant vingt-cinq ans, depuis *Assadourian* et *Rimai* (1952) jusqu'à *Hammerstad* [7] (1975), sans oublier la contribution majeure de *Wheeler* [5], les efforts des chercheurs ont porté sur la détermination la mieux approchée de la permittivité effective ε_{eff} et l'impédance caractéristique Z_c, pour les diverses valeurs de *w/h*.

L'approximation quasi-TEM permet de définir cette permittivité effective. Elle se définit comme la permittivité d'une ligne équivalente qui se trouverait dans un milieu homogène.

Une formule explicite de ε_{eff} d'une ligne microruban a été donnée par *Hammerstad* [2], [5].

- Pour les lignes telles que $w/h \geq 1$:

$$\varepsilon_{eff} = \frac{1}{2}(\varepsilon_r + 1) + \frac{1}{2}(\varepsilon_r - 1)\left(1 + 12\frac{h}{w}\right)^{-\frac{1}{2}} \qquad \text{(I.10.a)}$$

- Pour les lignes telles que $w/h \leq 1$:

$$\varepsilon_{eff} = \frac{1}{2}(\varepsilon_r + 1) + \frac{1}{2}(\varepsilon_r - 1)\left[\left(1 + 12\frac{h}{w}\right)^{-\frac{1}{2}} + 0.04\left(1 - \frac{w}{h}\right)^2\right] \qquad \text{(I.10.b)}$$

Ces relations donnent une approximation meilleure que 1% lorsque $0.05 \leq w/h \leq 20$ et $\varepsilon_r \leq 16$.

On trouve dans la littérature plusieurs équations empiriques complexes permettant de calculer l'impédance caractéristique d'une ligne microruban dont on connaît les dimensions. Lorsque le ruban est d'épaisseur nulle, l'emploi de transformation conformes permet d'obtenir une solution exacte. Toutefois, les relations ainsi obtenues sont de nature implicite et comportent des fonctions elliptiques, de sorte que l'impédance caractéristique ne peut être obtenue que par une résolution à l'ordinateur.

Des relations approchées ont été établies par *Schneider* [8], et *Hammerstad*, l'erreur relative résultante étant inférieure à 1% lorsque $0.05 \leq w/h \leq 20$. Pour une meilleure précision on utilise encore deux équations différentes selon la valeur de *w/h*.

- Pour les lignes telles que $w/h > 1$:

$$Z_c \cong \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}}\left(\frac{w}{h}+1.393+0.667\ln\left(\frac{w}{h}+1.444\right)\right)^{-1} \quad \Omega \qquad \text{(I.11.a)}$$

- Pour les lignes telles que $w/h \leq 1$:

$$Z_c \cong \frac{Z_0}{2\pi\sqrt{\varepsilon_{eff}}}\ln\left(8h/w + w/4h\right) \quad \Omega \qquad \text{(I.11.b)}$$

Où $Z_0 \cong 120\pi\ \Omega$ est l'impédance caractéristique du vide.

Ces relations permettent d'effectuer l'analyse d'une ligne microruban, c'est-à-dire de déterminer ε_{eff} et Z_c en fonction des dimensions de la ligne et de la permittivité du substrat.

I.3.4.2. Formules de synthèse

Pour effectuer l'opération inverse d'analyse, c'est-à-dire trouver le quotient *w/h* donnant une impédance caractéristique Z_c demandée, on dispose également de relations approchées (à 1% près) données par *Wheeler* [2], [5], [6].

- Pour $w/h \leq 2$, on a :

$$\frac{w}{h} \cong 4\left[\frac{1}{2}\exp(A)-\exp(-A)\right]^{-1} \qquad \text{(I.12.a)}$$

Avec $$A = \pi\sqrt{2(\varepsilon_r+1)}\left(Z_c/Z_0\right)+\frac{\varepsilon_r-1}{\varepsilon_r+1}\left(0.23+0.11/\varepsilon_r\right) \qquad \text{(I.12.b)}$$

- Lorsque $w/h \geq 2$ on a :

$$\frac{w}{h} \cong \frac{\varepsilon_r-1}{\pi\varepsilon_r}\left(\ln(B-1)+0.39-0.61/\varepsilon_r\right)+\frac{2}{\pi}\left(B-1-\ln(2B-1)\right) \qquad \text{(I.12.c)}$$

Avec $$B = \frac{\pi}{2\sqrt{\varepsilon_r}}\frac{Z_0}{Z_c} \qquad \text{(I.12.d)}$$

Les relations précédentes ont été établies en supposant que l'épaisseur *t* du conducteur est nulle.

I.4. Affaiblissement d'une ligne microruban

Il y a trois principaux types de pertes dans les lignes microrubans : dans les conducteurs, dans les diélectriques et par rayonnement.

L'atténuation des signaux au cours de leur propagation sur les circuits microrubans est principalement due à quatre causes [6] :

- les pertes ohmiques du conducteur (ou pertes par effet joule),
- les pertes diélectriques,
- les pertes par rayonnement principalement dues aux discontinuités,
- les pertes par ondes de surface : (piégées dans le diélectrique).

Il existe d'autres pertes, beaucoup plus difficiles à maîtriser et à évaluer, dues à plusieurs facteurs qui affectent le comportement des lignes microrubans les facteurs sont :

- les tolérances de fabrication sur les différents matériaux constituant les lignes,
- les états de surface de ces matériaux,
- le vieillissement des matériaux.

I.4.1. Pertes dans les conducteurs

Les pertes dans les conducteurs sont évaluées par des méthodes de perturbation [2], [3] qui donnent les relations approchées suivantes :

- Si w/h≤1 :

$$\alpha_c(db/m) = 1.38A\frac{R_S}{hZ_m}\cdot\frac{32-\left(\frac{w_e}{h}\right)^2}{32+\left(\frac{w_e}{h}\right)^2} \qquad \text{(I.13.a)}$$

- Si w/h≥1 :

$$\alpha_c(db/m) = 6.1\cdot10^{-5}A\frac{R_S Z_m \varepsilon_e}{h}\left[\frac{w_e}{h}+\frac{0.667\frac{w_e}{h}}{\frac{w_e}{h}+1.444}\right] \qquad \text{(I.13.b)}$$

$$\text{Avec } A = 1+\frac{h}{w_e}\left(1+\frac{1.25}{\pi}\ln\frac{2B}{t}\right) \qquad \text{(I.13.c)}$$

Et : $B=h$ si $w/h \geq 1/2\pi$ et $B=2\pi w$ si $w/h \leq 1/2\pi$

$R_S = \sqrt{\pi\mu\rho f}$ où ρ est la résistivité du conducteur.

Z_m, impédance caractéristique de la microbande.

w_e, largeur équivalente du ruban.

Ces valeurs théoriques sont valables pour des conducteurs dont la surface est plane. Mais si la surface présente des rugosités, l'affaiblissement est nettement plus grand. En pratique, on obtient une limite supérieure de α_c en utilisant la formule approchée suivante :

$$\alpha_c(db/m) = 8.686\frac{R_S}{wZ_m} \qquad \text{(I.14)}$$

I.4.2. Pertes dans le diélectrique

Les pertes diélectriques dépendent principalement des caractéristiques du substrat telles que l'angle de pertes (tan δ) et la permittivité relative (ε_r) [3].

Ces pertes sont en général plus faibles que les pertes dans le conducteur (sauf si l'on fait usage de substrats de mauvaise qualité). Ces pertes sont approximées par les expressions suivantes :

$$\alpha_d(db/m) = 4.34\frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}}\cdot\frac{\varepsilon_{eff}-1}{\varepsilon_r-1}\sigma_d \qquad \text{(I.15.a)}$$

$$\text{Ou :} \quad \alpha_d(db/m) = 27.3\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_r-1}\cdot\frac{\varepsilon_{eff}-1}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}}\cdot\frac{\tan\delta}{\lambda_0} \qquad \text{(I.15.b)}$$

$\sigma_d = \omega\varepsilon_0\varepsilon_r\tan\delta$ est la conductivité du diélectrique.

$$\text{Avec} \quad \tan\delta = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon} + \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \quad \text{et} \quad \varepsilon = \varepsilon' + j\varepsilon'' \qquad \text{(I.15.c)}$$

L'angle de pertes (tan δ) est un paramètre essentiel pour la définition des pertes diélectriques.

Il dépend de deux phénomènes :

- Le premier terme de la formule (I.15.c) traduit une dépendance vis-à-vis de la résistivité du substrat.
- Le second terme est un paramètre intrinsèque au matériau et indépendant de la fréquence.

I.4.3. Pertes par rayonnement

Le rayonnement d'une ligne microruban est un effet parasite dû à la structure ouverte d'une telle ligne. La puissance rayonnée doit être minimisée lors de la conception du circuit pour éviter des couplages parasites.

Le pourcentage de puissance rayonnée par rapport à la puissance incidente sera d'autant plus important que la fréquence sera élevée. L'impédance caractéristique sera faible et le substrat

épais. D'après *Hammerstad* [7], lorsqu'on travaille avec une impédance caractéristique de 50Ω, on mesure des pertes par rayonnement approximativement proportionnelles à $(hf)^2/\sqrt{\varepsilon_r}$. En pratique, un substrat de 1mm d'épaisseur peut être utilisé jusqu'à une fréquence de3 GHz lorsque $\varepsilon_r = 2.5$, et jusqu'à 4 GHz si $\varepsilon_r = 10$.

La fréquence limite au-dessus de laquelle plus de 1% de la puissance est rayonnée à l'extrémité d'une ligne ouverte est donnée par [5] :

$$f_M(GHz) = 2.14\frac{(\varepsilon_r)^{1/4}}{h(mm)} \qquad \text{(I.16)}$$

Par exemple, pour un substrat de h =1 mm, f_M =3 GHz si ε_r =2.5 et f_M = 4 GHz si ε_r = 10.

I.4.4. Pertes par propagation des ondes de surface

Les ondes de surface qui sont piégées sous la surface du substrat diélectrique, se propagent hors des discontinuités du microruban sous la forme d'un ensemble de mode TE et TM [2].

Les deux premiers types de pertes sont des effets dissipatifs alors que les pertes par rayonnement et par propagation des ondes de surface sont surtout des phénomènes parasites. Ainsi, on peut associer, à des fins de calcul, les pertes dans le conducteur aux pertes dans le diélectrique et considérer un coefficient unique d'atténuation pour les lignes microruban.

I.5. Différents effets sur la ligne microruban

I.5.1. Effets dû à l'épaisseur du ruban

Il est évident qu'une ligne microruban a une épaisseur restreinte *t* de ruban qui doit influencer la distribution du champ électrique, comme le montre la figure I.11.

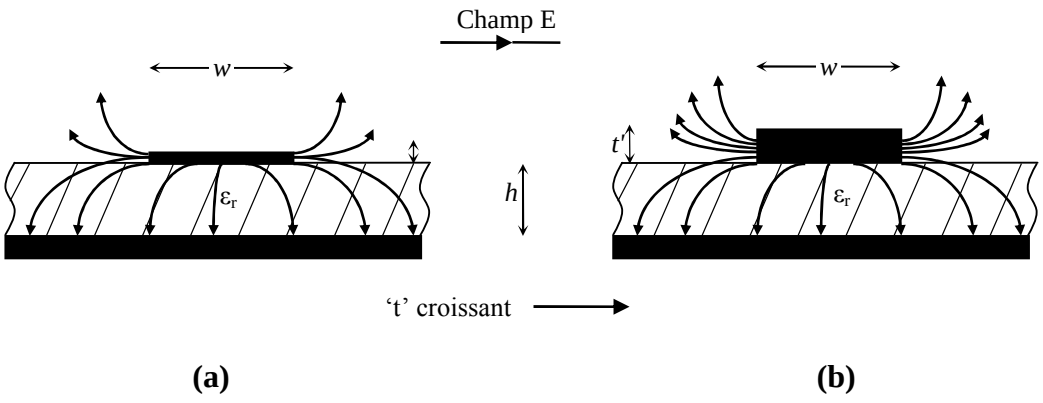


Fig. I.11. Modification dans la distribution du champ électrique en fonction de l'épaisseur du ruban.

Pour la plupart des lignes microrubans, l'effet de cette épaisseur sur les paramètres de conception (Z_c et ε_{eff}) est très faible, et peut souvent être négligé.

Pour quelques circuits à microruban conçus pour supporter une certaine puissance, l'épaisseur du ruban peut jouer un rôle important surtout quand on considère les pertes dues au conducteur.

Pour tenir compte de cet effet, on est conduit à remplacer la largeur géométrique w du ruban par une largeur équivalente w_e [2].

Quelques expressions simples et précises sont proposées dans la littérature, en partant des impédances caractéristiques :

- Pour $w/h \leq 1$:

$$Z_c = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \ln\left(8\frac{h}{w_e} + 0.25\frac{w_e}{h}\right) \tag{I.17.a}$$

- Pour $w/h \geq 1$:

$$Z_c = \frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}}\left\{\frac{w_e}{h} + 1.393 + 0.667\left(\frac{w_e}{h} + 1.444\right)\right\}^{-1} \tag{I.17.b}$$

Où

- Avec $w/h \leq 1/2\pi$:

$$\frac{w_e}{h} = \frac{w}{h} + \frac{1.25t}{\pi h}\left(1 + \ln\frac{4\pi w}{t}\right) \tag{I.17.c}$$

- Avec $w/h \geq 1/2\pi$:

$$\frac{w_e}{h} = \frac{w}{h} + \frac{1.25t}{\pi h}\left(1 + \ln\frac{2h}{t}\right) \tag{I.17.d}$$

La permittivité effective de la ligne microruban peut être évaluée en se servant du terme suivant :

$$\Delta\varepsilon_{eff}(t) = \frac{(\varepsilon_r - 1)t/h}{4.6\sqrt{w/h}} \tag{I.18}$$

Si bien que la valeur finale est donnée par :

$$\varepsilon_{eff}(t) = \varepsilon_{eff} - \Delta\varepsilon_{eff}(t) \tag{I.19}$$

Pour les lignes microrubans telles que $t/h \leq 0.005$, $2 \leq \varepsilon_r \leq 10$, et $w/h \geq 0.1$, les effets de cette épaisseur sont négligeables (avec approximativement 1% sur Z_c et ε_{eff}).

Pour des valeurs de *w/h* plus petites ou pour des valeurs de *t/h* plus grandes, l'importance des effets augmente.

I.5.2. Effets dû à la largeur du ruban

L'effet de la largeur *w* du ruban se traduit par la modification de la permittivité effective et l'impédance caractéristique. Dans le cadre statique des fréquences on a [2] :

- Pour les lignes à ruban très large (*w*>>*h*), exemple la figure I.12.a, presque tout le champ électrique est contenu dans le substrat diélectrique, et la structure ressemble à un condensateur donc, à la limite : $\varepsilon_{eff} \rightarrow \varepsilon_r$,
- Pour les lignes à ruban très étroit (*w*<<*h*), voir la figure I.12.b, les lignes de champ sont réparties entre l'air et le substrat, ce qui donne : $\varepsilon_{eff} \cong \frac{1}{2}(\varepsilon_r + 1)$.

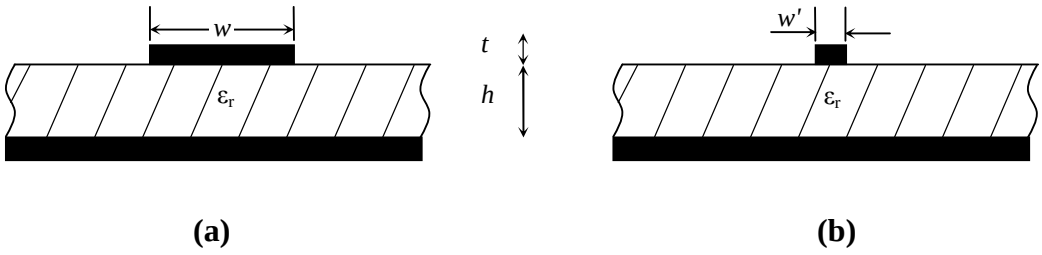


Fig. I.12. Ligne microruban avec ruban très large (*w*>>*h*) (a), et très étroit (*w*<<*h*) (b).

I.5.3. Effets dû au blindage [2], [6]

Le blindage des dispositifs intégrés micro-ondes offre plusieurs avantages :

- réduction des les pertes par rayonnement,
- protection des microcircuits contre les chocs,
- facilité de maniement des éléments et l'installation de connecteurs.

Cependant, l'utilisation du boîtier fait diminuer les valeurs de Z_c et ε_{eff} à cause de l'augmentation de la proportion du flux électrique dans l'air, voir figure I.13. Des formules définitives montrent comment l'impédance caractéristique et la permittivité effective de la ligne microruban sont modifiées par rapport aux expressions données en mode *quasi-TEM* et en absence de blindage.

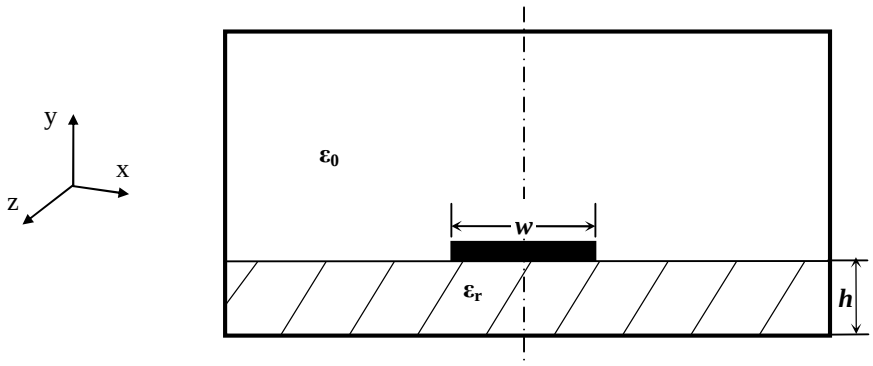


Fig. I.13. Ligne microruban avec blindage.

On considère, en premier lieu, l'impédance caractéristique :

- Pour $w/h \leq 1$: $Z_{c(\text{avec blindage})}=Z_{c(\text{sans blindage})} - \Delta Z_{c1}$ (I.20.a)
- Pour $w/h \geq 1$: $Z_{c(\text{avec blindage})}=Z_{c(\text{sans blindage})} - \Delta Z_{c2}$ (I.20.b)

Expressions dans lesquelles $Z_{c(\text{sans blindage})}$ est donnée par les équations (I.11.a) et (I.11.b) pour $w/h>1$ et $w/h\leq 1$ respectivement.

$$\Delta Z_{c1} = 270\left\{1-\tanh\left(0.28+1.2\sqrt{h'/h}\right)\right\} \quad \text{(I.20.c)}$$

Et

$$\Delta Z_{c2} = \Delta Z_{c1}\left(1-\tanh\left[1+\frac{0{,}48\sqrt{(w_e/h)-1}}{(1+h'/h)^2}\right]\right) \quad \text{(I.20.d)}$$

Où h' est la hauteur du boîtier.

La permittivité effective d'une ligne microruban blindée est donnée par :

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_r+1}{2}+\left(\frac{\varepsilon_r-1}{2}R\right)\tanh\left(0{,}18+0{,}237(h'/h)-\frac{0{,}415}{(h'/h)^2}\right) \quad \text{(I.21.a)}$$

Où

$$R=\begin{cases}\left(1+12(h/w)\right)^{-0,5}+0{,}04\left(1-(w/h)\right)^2 & pour \quad w/h\leq 1\\ \left(1+12(h/w)\right)^{-0,5} & pour \quad w/h\geq 1\end{cases} \quad \text{(I.21.b)}$$

FARRAR et *ADAMS* [2] ont vérifié que l'effet du blindage peut être négligé à partir de *(h'/h)* = 4 pour l'impédance caractéristique, et à partir de *(h'/h)* = 9 pour la permittivité effective.

I.6. Mesures effectuées sur les lignes microrubans

Comme pour les autres lignes de transmission, il existe trois caractéristiques importantes de la ligne microruban qu'on doit mesurer :

- l'impédance caractéristique,
- la longueur d'onde guidée,
- la constante d'atténuation.

Vu l'importance de ces paramètres pour la conception de la ligne microruban, certaines méthodes ont été établies pour leur évaluation expérimentale.

I.6.1. Mesure de l'impédance caractéristique

Les méthodes de mesures de l'impédance caractéristique, pour la ligne microruban, sont identiques à celles utilisées pour les autres lignes de transmission.

La mesure s'effectue comme suit : la ligne est terminée par une charge adaptée et on mesure le minimum et le maximum du TOS en fonction de la fréquence, l'impédance est donnée par :

$$\left(\frac{Z_c}{50}\right)^{\pm 1} = \sqrt{TOS_{\max} \cdot TOS_{\min}} \qquad \text{(I.22)}$$

-1 est associé aux faibles impédances.

+1 est associé aux grandes impédances.

Une valeur approximative de l'impédance de la ligne peut être obtenue, pour pouvoir utiliser l'équation (I.22).

I.6.2. Mesure de la longueur d'onde guidée ou de la permittivité effective

On peut utiliser une sonde au-dessus de la ligne microruban dans laquelle on aura crée des ondes stationnaires. On peut diminuer la longueur du microruban et mesurer le déplacement du nœud de tension correspondant, sur la ligne fendue qui précède la ligne microruban.

On peut aussi utiliser un résonateur annulaire qui résonne sur une longueur $l = k \cdot \frac{\lambda}{2}$.

La mesure de la fréquence de résonance permet de déterminer les effets de bout (capacité qui modifie la longueur apparente de la ligne).

I.6.3. Mesure de la constante d'atténuation

On peut mesurer le facteur de qualité propre du résonateur annulaire, et on déduit :

$$\alpha = \frac{27{,}3}{Q_0 \cdot \lambda} \tag{I.23}$$

L'emploi d'une ligne résonateur ouverte sera mauvais car il favorise le rayonnement de l'énergie (discontinuité d'extrémité). Une méthode simple et approchée consiste à utiliser deux lignes aussi identiques que possible, mais de longueurs différentes. On mesure l'affaiblissement sur chacune des lignes. La différence des valeurs obtenues permet le calcul de α . On évite ainsi les erreurs systématiques provoquées par le rayonnement et la transition d'entrée coaxial-microruban

I.7. Les méthodes d'analyse de la ligne microruban

L'objectif de ces méthodes d'analyse est de déterminer l'impédance caractéristique, la constante de propagation, la vitesse de phase, et la constante d'atténuation.

Les différentes méthodes d'analyses peuvent être divisées on deux principales catégories [6] :

- L'analyse quasi-statique,
- L'analyse dynamique "Full-wave".

Il y'a une troisième technique d'analyse qui est la méthode des modèles dispersifs.

I.7.1. Analyse quasi-statique

Pour les méthodes d'analyse quasi-statiques, le mode de propagation est considéré TEM pur. Les caractéristiques de la ligne microruban sont calculées à partir des capacités électrostatiques de la structure C_1 et C définies en dessus.

L'impédance caractéristique Z_c de la ligne, et la constante de propagation β sont alors données par :

$$Z_c = Z_0 \left(C_1 / C\right)^{1/2} \tag{I.24}$$

$$\beta = \beta_0 \left(C / C_1\right)^{1/2} \tag{I.25}$$

Avec : $Z_0 = \dfrac{1}{\left(c \cdot C_1\right)}$ et $\beta_0 = \omega / c$; c étant la vitesse de l'onde électromagnétique dans l'espace libre.

Plusieurs méthodes ont été utilisées pour le calcul des caractéristiques de la ligne microruban, quelques unes de ces méthodes sont présentées si- dessous.

I.7.1.1. Méthode des transformations conformes

La transformation de la ligne microruban (plan z) en un condensateur à plaques parallèles (plan z'), permet l'évaluation de C_1 et C, d'où le calcul de l'impédance Z_c. Cette méthode est appliquée à la ligne microruban ouverte (sans blindage).

I.7.1.2. Méthode des différences finies

Cette méthode est basée sur la résolution de l'équation de Laplace dans sa forme différences finies, ainsi le potentiel entre le ruban et le plan de masse est obtenu. Le champ électrique et la charge sur le ruban sont aussitôt calculés.

I.7.1.3. Méthode de l'équation intégrale

L'analyse quasi-statique peut être formulée en terme d'une équation intégrale du champ au lieu d'une équation différentielle :

$$\phi(x,y) = \int G(x,y;x_0,y_0)\cdot \rho(x_0,y_0)\cdot dx_0 \qquad \text{(I.26)}$$

Avec : G fonction de *Green*; ϕ : distribution du potentiel; ρ : distribution de charge.

L'analyse est composée de deux parties. On commence par la formulation de la fonction de *Green* G appropriée, puis on passe à la résolution de l'équation (I.26). Enfin, la valeur de la capacité est déduite de la valeur du potentiel.

I.7.1.4. Méthode variationnelle dans le domaine spectral

Pour cette technique, la capacité est calculée à partir de la densité de charge ρ, sans passer par l'évaluation de la distribution de charge. L'analyse s'effectue dans le domaine spectral :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{2\pi\cdot Q^2}\int_s \tilde{\rho}(\alpha)\cdot\tilde{\phi}(\alpha,h)\cdot dx \qquad \text{(I.27)}$$

Avec : $Q = \int_s \tilde{\rho}(x,y)\cdot dx$

s : indique que l'intégrale se fait le long du ruban.

Les résultats obtenus par cette méthode coïncident bien avec ceux obtenus par la méthode des transformations conformes. De plus, l'épaisseur du ruban et l'effet du blindage peuvent être pris en compte par cette méthode.

I.7.2. L'analyse dynamique ou "Full-wave" [9]

Bien que les méthodes statiques ne fournissent que des solutions approchées pour la ligne microruban, et présentent un certain nombre d'inconvénients. La technique "Full-wave" est plus rigoureuse et plus complexe, elle prend en considération le mode de propagation hybride. Dans les méthodes appliquées, le calcul de la capacité est remplacé par celui de la constante de phase et le calcul de la densité de charge par celui du courant.

I.7.2.1. Méthode de l'équation intégrale

Cette méthode présente une superposition de champs en mode TE et TM sous forme de fonctions de potentiels scalaires. La transformée de *Fourier* est utilisée afin de faire passer l'expression du champ du domaine spatial réel à un domaine à nouvelles variables (transformées).

Les composantes des champs transversales et longitudinales sont données par [6], [10] :

$$E_{zi} = j \cdot \frac{k_i^2 - \beta^2}{\beta} \cdot \psi_i^{(e)}(x,y) \cdot \exp(-j\beta z) \tag{I.28.a}$$

$$H_{zi} = j \cdot \frac{k_i^2 - \beta^2}{\beta} \cdot \psi_i^{(h)}(x,y) \cdot \exp(-j\beta z) \tag{I.28.b}$$

$$E_{ti} = \left[\nabla_t \psi_i^{(e)}(x,y) - (\frac{\omega\mu}{\beta})(\hat{z} \times \nabla_t)\psi_i^{(h)}(x,y) \right] \cdot \exp(-j\beta z) \tag{I.28.c}$$

$$H_{ti} = \left[(\frac{\omega\varepsilon}{\beta})(\hat{z} \times \nabla_t)\psi_i^{(e)}(x,y) - \nabla_t \psi_i^{(h)}(x,y) \right] \cdot \exp(-j\beta z) \tag{I.28.d}$$

Où :

β est la constante de propagation à déterminer.

(*e*) signifie champ TE, et (*h*) champ TM.

i = 1, 2 désigne la région 1 (substrat), 2 (air).

$\hat{z}$ est le vecteur unitaire dans la direction z.

t indique les coordonnés transversales.

Les nombres d'ondes $k_{1,2}$ sont donnés par :

$$k_1 = \omega \cdot \sqrt{\varepsilon_r \varepsilon_0 \mu_r \mu_0} \qquad k_2 = \omega \cdot \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = k_0$$

La transformée de *Fourier* dans la direction des x des potentiels scalaires est définie par :

$$\tilde{\psi}_i^{(p)}(\alpha, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_i^{(p)}(x,y) \cdot \exp(j\alpha x) dx \tag{I.29}$$

Avec : *p* = *e* ou *h*.

Le procédé conduit à une technique de calcul plus précise et plus élaborée. Les distributions du courant sur le ruban sont les caractéristiques principales de cette technique. La solution finale apparaît seulement lorsque les fonctions de distribution du courant corrigées donnent un ensemble de résultats convergents.

I.7.2.2. La méthode de *Galerkin* dans le domaine spectral [11]

La formulation du problème pour cette méthode est similaire à celle de la méthode précédente (équation intégrale), mais cette fois les conditions aux limites sont appliquées dans le domaine spectral (ou domaine de transformée de *Fourier*).

I.7.2.3. Méthode des différences finies

Pour cette méthode la section transversale de la ligne microruban est divisée en un réseau de mailles. Les équations d'ondes ψ^e et ψ^h sont résolues pour les valeurs du potentiel ϕ aux nœuds.

L'équation résultante sous sa forme matricielle est :

$$[A]\cdot[\phi] = \lambda[\phi] \tag{I.30}$$

$$\lambda = \left(k^2 - \beta^2\right)\cdot(\Delta x) \tag{I.31}$$

Où [A] est une matrice de coefficients, et (Δx) la dimension de la maille élémentaire.

L'avantage de cette méthode est qu'elle est efficace dans le cas des lignes microruban blindées. L'introduction de l'épaisseur du substrat dans les calculs est aisée. Mais l'inconvénient de la méthode réside dans la grande taille des matrices à calculer, ce qui demande beaucoup d'espace mémoire dans les calculateurs.

I.7.2.4. Méthode des éléments finis

Cette méthode est très similaire à la méthode précédente, bien qu'elle utilise le concept des éléments finis au lieu des différences finies.

CHAPITRE II

PROPAGATION DANS LES STRUCTURES À SUBSTRAT CHIRAL

II.1. Introduction

Depuis les premières observations expérimentales des phénomènes optiques par *Arago* et *Biot* en 1800 [12] et l'explication de *Fresnel* que la rotation optique est due à la biréfringence circulaire, il y a eu beaucoup d'essais de l'expliquer au niveau moléculaire. *Pasteur* était le premier à postuler que l'activité optique est provoquée par la chiralité des molécules.

Depuis une vingtaine d'années, l'émergence des composites artificiels hyperfréquences a ouvert de nouvelles perspectives dans le domaine de la réflexion et de la transmission d'une onde électromagnétique.
En 2001, il a même été démontré qu'une onde électromagnétique peut se propager dans un milieu d'indice optique négatif. Une onde incidente franchissant la surface de séparation du vide et d'un tel milieu est réfractée selon un angle négatif, ce qui n'avait jamais été observé auparavant [13].

La modélisation est une partie importante de l'étude des composites artificiels. Les composites chiraux, par exemple, ont été pris en compte en introduisant un paramètre de chiralité dans les relations constitutives.

Les composites chiraux ont été historiquement les premiers matériaux. Leur capacité à absorber les ondes électromagnétiques a souvent été évoquée. Il s'agit donc de savoir si la chiralité est utile pour réaliser un absorbant d'ondes électromagnétiques.

Dans ce chapitre, on rappelle les caractéristiques essentielles des milieux chiraux, tel que la chiralité et l'activité optique, l'étude se base sur les structures planaires (ligne microruban) avec de nouveaux matériaux chiraux et milieux biréfringents, qui présentent des nouvelles perspectives dans le domaine de la réflexion et de la transmission des ondes

électromagnétiques. Pour pouvoir utiliser ces matériaux, il faut connaître leurs caractéristiques radioélectriques. Il s'agit de leurs permittivités et de leurs perméabilités magnétiques en fonction de la fréquence de l'onde électromagnétique.

II.2. La chiralité

La chiralité est une notion géométrique qui concerne la latéralité d'un objet. Par définition, un objet *chiral* est un objet qui ne peut pas être superposé par translation ou rotation à son image issue d'un miroir (figure II.1). On parle alors de latéralité droite ou gauche pour distinguer l'objet de son image. La conséquence de cette propriété est connue sous le nom d'activité optique.

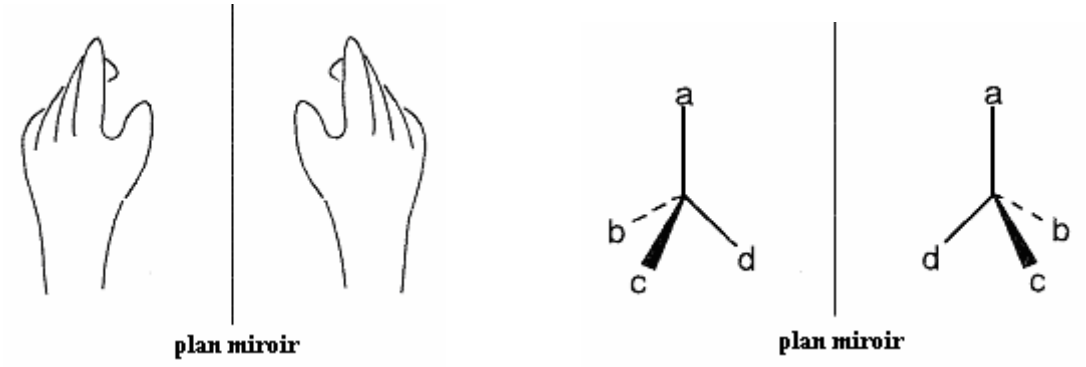


Fig. II.1. Exemple d'un objet chiral et son image à travers un miroir.

L'activité optique d'un milieu de propagation est sa capacité à faire tourner le plan de polarisation d'une onde électromagnétique. L'angle de rotation par unité de longueur de propagation et de masse de composite s'appelle le pouvoir rotatoire du milieu (pouvoir rotatoire magnétique par l'action du champ $\vec{B}$). C'est un phénomène réciproque, à la différence de l'effet *Faraday* [14].

Il existe, à l'état naturel, des matériaux qui contiennent des molécules dissymétriques de ce type, auxquelles Pasteur lui-même s'est intéressé. Ils sont utilisés dans le domaine de l'optique. Afin de déplacer cette caractéristique vers les plus basses fréquences, et notamment dans le domaine des micro-ondes, il est nécessaire d'augmenter la taille des objets chiraux. Les chiraux en hyperfréquences sont principalement des composites constitués d'hélices métalliques noyées dans une matrice diélectrique.

II.2.1. Relations constitutives

Les équations de *Maxwell* ne contiennent pas en elles-mêmes la propriété de chiralité mais seulement les propriétés d'induction électrique D et magnétique B relativement au champ $\vec{H}$ et $\vec{E}$. La chiralité doit être considérée comme une propriété externe aux champs et propre au matériau. Pour rendre compte de l'activité optique, des modèles électromagnétiques ont été développés, caractérisant les milieux chiraux grâce aux relations constitutives. Ces modèles sont équivalents et l'on sait établir des relations bijectives de correspondance entre eux.
Les milieux chiraux isotropes sont des milieux bilatéraux. Or, un milieu est réciproque s'il vérifie certaines conditions [15].

Les relations constitutives pour les milieux chiraux anisotrope sont données par [16], [17], [18] :

$$D = \bar{\varepsilon}.E + j\xi_c.B \tag{II.1.a}$$

$$H = j\xi_c E + \bar{\mu}^{-1}.B \tag{II.1.b}$$

Avec ξ_c représente l'admittance de chiralité.

Et

$$\bar{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon & -jg & 0 \\ jg & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} \tag{II.2.a}$$

$$\bar{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & -j\omega & 0 \\ j\omega & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} \tag{II.2.b}$$

Où

$$\varepsilon = \left(\frac{1-\omega_p^2\left(\omega + j\omega_{eff}\right)}{\omega\left[\left(\omega + j\omega_{eff}\right)^2 - \omega_g^2\right]} \right) \tag{II.2.c}$$

$$g = \frac{\omega_p^2 \omega_g}{\omega\left[\left(\omega + j\omega_{eff}\right)^2 - \omega_g^2\right]} \tag{II.2.d}$$

$$\varepsilon_z = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \tag{II.2.e}$$

D'après les équations de *Maxwell* :

$$\begin{cases} \nabla \times E = j\omega B \\ \nabla \times H = -j\omega D \end{cases} \tag{II.3}$$

En remplaçant les relations (II.1.a) et (II.1.b) dans les équations de *Maxwell*, on obtient l'équation d'onde suivante [19], [15] :

$$\nabla \times [\bar{\alpha}.\nabla \times E] - 2\omega\xi_c \nabla \times E - \omega^2 \bar{\varepsilon}.E = 0 \tag{II.4.a}$$

Où

$$\bar{\alpha} = \bar{\mu}^{-1} = \begin{bmatrix} \alpha_t & -\alpha_a & 0 \\ \alpha_a & \alpha_t & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_z \end{bmatrix} \tag{II.4.b}$$

$$\alpha_t = \frac{\mu}{\mu^2 - \omega^2} \tag{II.4.c}$$

$$\alpha_a = -j\frac{\omega}{\mu^2 - \omega^2} \tag{II.4.d}$$

$$\alpha_z = \frac{1}{\mu_z} \tag{II.4.e}$$

Si l'onde plane qui se propage dans le milieu chiral est de la forme $Ee^{j(kr-\omega t)}$, l'équation d'onde peut être exprimée sous la forme suivante :

$$k \times (k \times E) + 2j\omega\mu_r\mu_0\xi k \times E + k_0^2\mu_r\varepsilon_r \begin{bmatrix} \varepsilon & -jg & 0 \\ jg & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} \cdot E = 0 \tag{II.4.f}$$

Où k_0 est le nombre d'onde dans l'espace libre.

II.2.2. Propagation d'ondes dans un milieu chiral [16], [17], [18]

Supposant qu'une onde plane, de la forme $e^{j(kr-\omega t)}$, se propage à l'intérieure d'un milieu chiral selon la direction z. Cela veut dire que les composantes E_z et H_z sont nulles, et puisque $\vec{E}$ et $\vec{H}$ ne possèdent que des composantes transversales, D_z et B_z sont nuls aussi.

Ainsi nous obtenons les relations suivantes :

$$\begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = j\xi_c \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \alpha_t B_x - \alpha_a B_y \\ \alpha_a B_x + \alpha_t B_y \end{bmatrix} \tag{II.5.a}$$

$$\begin{bmatrix} D_x \\ D_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon E_x - jgE_y \\ jgE_x + \varepsilon E_y \end{bmatrix} + j\xi_c \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \end{bmatrix} \tag{II.5.b}$$

Pour la propagation d'une onde plane, on pose $\nabla = jk$, alors les équations de *Maxwell* deviennent :

$$\begin{bmatrix} -k_z E_y \\ k_z E_x \end{bmatrix} = \omega \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \end{bmatrix} \tag{II.6.a}$$

$$\begin{bmatrix} k_z H_y \\ -k_z H_x \end{bmatrix} = \omega \begin{bmatrix} D_x \\ D_y \end{bmatrix} \tag{II.6.b}$$

A partir des équations (II.5.a) et (II.6.b), et après simplification on obtient finalement deux équations :

$$\left(\frac{k_z}{\omega}\alpha_t - \frac{\omega}{k_z}\varepsilon \right) E_y = j\left(2\xi_c + \frac{\omega}{k_z} g + \frac{k_z}{\omega}\sigma \right) E_x \tag{II.7.a}$$

$$j\left(2\xi_c + \frac{\omega}{k_z} g + \frac{k_z}{\omega}\sigma \right) E_y = \left(\frac{\omega}{k_z}\varepsilon - \frac{k_z}{\omega}\alpha_t \right) E_x \tag{II.7.b}$$

Avec $$\sigma = \omega / \left(\mu^2 - \omega^2 \right) \tag{II.7.c}$$

A partir des équations (II.7.a) et (II.7.b), on peut obtenir quatre racines pour le nombre d'onde.

Pour donner un sens plus physique à ces quatre racines, nous les organisons en tenant compte de la direction de propagation et l'état de polarisation :

$$k_{p\pm} = \omega \frac{\pm \xi_c + \sqrt{\xi_c^2 + (\alpha_t \mp \sigma)(\varepsilon \pm g)}}{\alpha_t \mp \sigma} \tag{II.8.a}$$

$$k_{a\pm} = \omega \frac{\mp \xi_c - \sqrt{\xi_c^2 + (\alpha_t \pm \sigma)(\varepsilon \mp g)}}{\alpha_t \pm \sigma} \tag{II.8.b}$$

Où *p* et *a* représentent la direction de propagation parallèle et non parallèle, et le signe ± indique la polarisation circulaire droite (RCP) et gauche (LCP).

Si on suppose que les ondes planes se propagent transversalement et que $E = E_0 e^{j(k_x \hat{x} + k_y \hat{y})}$, on peut écrire l'équation (II.4.a) sous la forme :

$$k_t \times \left[\overline{\alpha} \cdot (k_t \times E_0)\right] + 2j\omega\xi_c k_t \times E_0 + \omega^2 \overline{\varepsilon} E_0 = 0 \tag{II.9}$$

Où le nombre d'onde transversal $k_t = k_x \hat{x} + k_y \hat{y}$.

On peut résoudre l'équation (II.9) en utilisant l'amplitude du vecteur d'onde c-à-d $k_t = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ ce qui mène à :

$$k_t^4 - \omega^2 \left(\varepsilon_v \mu_z + \varepsilon_z / \alpha_t + 4\xi_c^2 \mu_z / \alpha_t\right) k_t^2 + \omega^4 \varepsilon_v \varepsilon_z \mu_z / \alpha_t = 0 \tag{II.10}$$

Où $\varepsilon_v = \left(\varepsilon^2 - g^2/\varepsilon\right)$ et $1/\alpha_t$ représentent la permittivité et la perméabilité du milieu.

Finalement on arrive à [12], [13] :

$$k_{t\pm} = \frac{\omega}{2}\left[\sqrt{\left(\sqrt{\varepsilon_v \mu_z} + \sqrt{\varepsilon_z / \alpha_t}\right)^2 + 4\xi_c^2 \mu_z / \alpha_t} \pm \sqrt{\left(\sqrt{\varepsilon_v \mu_z} - \sqrt{\varepsilon_z / \alpha_t}\right)^2 + 4\xi_c^2 \mu_z / \alpha_t}\right] \tag{II.11}$$

A cause de la symétrie rotatoire dans le plan transversal à *z* = 0, l'amplitude du vecteur d'onde k_t peut être obtenue en mettant le déterminant de l'équation (II.9) de *Helmholtz* égal à zéro. Cela montre que le milieu chiral magnétoélectrique favorise deux ondes elliptiquement polarisées avec les coefficients $k_{t\pm}$.

II.2.3. Impédance d'onde

A partir des équations de *Maxwell*, pour des champs harmoniques, on obtient l'équation d'onde pour le champ électrique ou magnétique V :

$$\nabla \times \nabla \times V - \omega^2 \left(\varepsilon\mu - g^2\right)V + 2\omega g \nabla \times V = 0 \tag{II.12}$$

Les modes propres de propagation sont l'onde circulairement polarisée à droite (RCP) et l'onde circulairement polarisée à gauche (LCP) [20], [13]. Les constantes de propagation associées à chacune des deux polarisations sont :

$$\begin{cases} k_d = \omega\left(g + \sqrt{\varepsilon\mu}\right) \\ k_g = \omega\left(-g + \sqrt{\varepsilon\mu}\right) \end{cases} \tag{II.13}$$

Pour étudier un tel milieu, il suffit d'étudier ses deux modes propres, sachant que toute autre polarisation peut être obtenue par combinaison linéaire de ces derniers.

Pour une polarisation circulaire droite et gauche, le champ électrique s'écrit :

$$\begin{cases} E_d = E_d \exp j\left(\omega t - k_d z\right)\left(e_x + je_y\right) \\ E_g = E_g \exp j\left(\omega t - k_g z\right)\left(e_x - je_y\right) \end{cases} \tag{II.14}$$

On remarque alors que :

$$\begin{cases} \nabla \times E_d = -k_d E_d \\ \nabla \times E_g = k_g E_g \end{cases} \tag{II.15}$$

D'après l'équation de *Maxwell-Ampère* et l'équation précédente :

$$\begin{cases} E_d = j\sqrt{\dfrac{\mu}{\varepsilon}} H_d \\ E_g = -j\sqrt{\dfrac{\mu}{\varepsilon}} H_g \end{cases} \tag{II.16}$$

En notant $Z_i = \sqrt{\dfrac{\mu}{\varepsilon}}$, on a $E_d = jZ_i H_d$ et $E_g = -jZ_i H_g$.

Les relations constitutives du matériau peuvent s'écrire alors :

$$\begin{cases} D_d = (\varepsilon + g/Z_i)E_d \\ B_d = (\mu + gZ_i)H_d \end{cases} \quad \text{(II.17.a)}$$

Et

$$\begin{cases} D_g = (\varepsilon - g/Z_i)E_g \\ B_g = (\mu - gZ_i)H_g \end{cases} \quad \text{(II.17.b)}$$

Le matériau se comporte alors, pour chaque polarisation, comme un matériau magnéto-diélectrique dont les permittivité et perméabilité s'expriment en fonction de g, μ et ε .
On montre facilement que :

$$\frac{(\mu + gZ_i)}{(\varepsilon + g/Z_i)} = \frac{(\mu - gZ_i)}{(\varepsilon - g/Z_i)} = \frac{\mu}{\varepsilon} = Z_i^2 \quad \text{(II.18)}$$

Les lois constitutives du matériau conduisent à la même impédance tant pour les composantes RCP et LCP que pour le champ total [20]. L'impédance intrinsèque d'un milieu chiral est donnée par la définition classique de l'impédance dans un milieu magnéto-diélectrique.

II.3. Intérêt d'un critère intégral pour les matériaux chiraux

Durant les vingt dernières années, un effort de recherche significatif a été consacré aux propriétés micro-ondes des milieux chiraux. On pensait alors que les chiraux pourraient avoir des propriétés remarquables, en particulier pour concevoir des guides d'ondes multicouches. Des expériences ont mis en évidence ces propriétés, mais il n'est pas évident que ces résultats indiquent une percée significative dans le domaine, en comparaison avec les matériaux existants. De fait, l'intérêt porté au chiraux semble avoir diminué depuis quelques années. Cependant, la nature profonde des limites de ces absorbants n'a pas bien été cernée. Cela peut être dû à la difficulté de les fabriquer ou à une mauvaise utilisation du paramètre de chiralité [20].

En fait, ces limites sont certainement d'une nature plus fondamentale. Dans ce chapitre, on montre définitivement que la chiralité ne permet pas de dépasser les limites de l'intégrale du

logarithme du coefficient de réflexion sur la longueur d'onde, même si l'absorbant est un multicouche.

II.4. Calcul du coefficient de réflexion sur un multicouche chiral

Pour calculer le coefficient de réflexion d'un écran multicouche [20], on utilise les matrices de passage qui relient les composantes de E et H à l'interface d'une couche *m* aux champs de l'interface de la couche m − 1. Pour chaque polarisation RCP ou LCP, on a :

$$\begin{bmatrix} E_{m-1} \\ H_{m-1} \end{bmatrix} = [A_{m\pm}] \begin{bmatrix} E_m \\ H_m \end{bmatrix} \tag{II.19}$$

Où :

$$A_{m\pm} = \begin{bmatrix} \cos(k_m d_m) & jz_m \sin(k_m d_m) \\ \frac{j}{z_m}\sin(k_m d_m) & \cos(k_m d_m) \end{bmatrix} \tag{II.20}$$

Et $k_m = k_d$ ou $k_m = k_g$. On associe RCP au signe + et LCP au signe −.

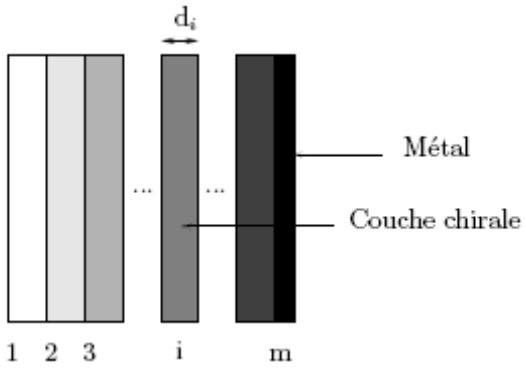


Fig. II.2. Multicouche chiral avec court-circuit sur la face arrière.

On note *A* la matrice :

$$A_{\pm} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} = [A_1]\ [A_2] \cdots [A_m] \tag{II.21}$$

Cette matrice décrit la relation entre les champs à l'intérieur du multicouche.

Une impédance d'entrée effective peut-être définie par :

$$Z_{\pm} = \frac{a_{11} z_m + a_{12}}{a_{22} + a_{21} z_m} \tag{II.22}$$

Où z_m vaut zéro, car la dernière couche est métallique.

Le coefficient de réflexion total vaut alors :

$$\rho_{\pm} = \frac{Z_{\pm} - Z_0}{Z_{\pm} + Z_0} \tag{II.23}$$

Pour chaque polarisation RCP et LCP, Z_0 représente l'impédance du vide. En particulier, cette formule est valable pour un multicouche intégrant des couches chirales et des couches isotropes diélectriques. Si l'épaisseur d_i de chaque couche est petite, comparée à la longueur d'onde, le coefficient de réflexion du multicouche au premier ordre en d_i / λ est :

$$\rho_{\pm} = -1 + j \frac{4\pi}{\lambda} \sum_{i=1}^{n} \left(\mu_i \pm g_i c_0 \sqrt{\frac{\mu_i}{\varepsilon_i}} \right) d_i \tag{II.24}$$

II.5. Propagation dans les milieux biréfringents

Dans les milieux biréfringents linéaires ou circulaires, les ondes planes uniformes peuvent être décomposés en deux états de polarisation orthogonaux qui se propagent avec deux vitesses différentes. Ces deux états de polarisation (linéaire ou circulaire) produisent une différence de phase lors de la propagation, ce qui va altérer la polarisation totale de l'onde [12].

On peut trouver dans la nature des matériaux linéairement biréfringents sous une forme cristalline uniaxiale tel que la calcite, le quartz, la tourmaline et le saphir…

Les milieux chiraux (optiquement actifs) sont circulairement biréfringents, par exemple on trouve quelques matières naturelles telles que les acides aminés, les acides nucléiques, le sucre, les lipides et les protéines…

Une polarisation arbitraire peut être exprimée uniquement comme combinaison linéaire de deux polarisations le long de deux directions orthogonales.

Pour les ondes qui se propagent dans la direction z, on peut utiliser les deux directions linéaires ($\hat{x}, \hat{y}$) ou circulaires ($\hat{e}_+, \hat{e}_-$), + et - pour la polarisation gauche et droite, avec $\left(\hat{e}_+ = \hat{x} - j\hat{y} \text{ et } \hat{e}_- = \hat{x} + j\hat{y}\right)$.

A partir de cela on va définir les relations de bases linéaires et circulaires, nous avons :

$$E = \hat{x}E_x + \hat{y}E_y = \hat{e}_+E_+ + \hat{e}_-E_- \tag{II.25.a}$$

Où $$E_\pm = \frac{1}{2}\left(E_x \pm jE_y\right) \tag{II.25.b}$$

Les composantes circulaires E_+ et E_- représentent les polarisations (droite, gauche) si l'onde est dans la direction z positive, et (gauche, droite) pour z négative.
D'après les équations de Maxwell :

$$\begin{cases} \nabla \wedge E = -j\omega B \\ \nabla \wedge H = j\omega D \\ \nabla \cdot D = 0 \\ \nabla \cdot B = 0 \end{cases} \tag{II.26}$$

Pour une onde plane uniforme qui se propage dans la direction z, on peut remplacer le gradient ∇ par $\hat{z}\partial z$, le système d'équations (II.26) devient :

$$\begin{cases} \hat{z} \wedge \partial_z E = -j\omega B \\ \\ \hat{z} \wedge \partial_z H = j\omega D \end{cases} \tag{II.27}$$

En remplaçant par les composantes *x*, *y* dans (II.27), sachant que tous les champs sont transversaux, et en tenant compte des conditions $\left(D_z = B_z = 0 \text{ et } E_z = H_z = 0\right)$, on obtient les relations de bases linéaires :

$$\begin{cases} \partial_z E_x = -j\omega B_y \\ \partial_z E_y = j\omega B_x \\ \partial_z H_x = j\omega D_y \\ \partial_z H_y = -j\omega D_y \end{cases} \tag{II.28}$$

En utilisant les propriétés de l'équation : $\hat{z} \wedge \hat{e}_{\pm} = \pm j\hat{e}_{\pm}$ dans (II.27), et après quelques simplifications on obtient les relations de bases circulaires :

$$\begin{cases} \partial_z E_{\pm} = \mp \omega B_{\pm} \\ \partial_z H_{\pm} = \pm \omega D_{\pm} \end{cases} \tag{II.29}$$

II.5.1. Les milieux biréfringents circulaires (chiraux)

Il existe plusieurs relations constitutives pour la biréfringence circulaire, la plus commode est celle de *Tellegen* [12] :

$$\begin{cases} D = \varepsilon E - j\chi H \\ B = \mu H + j\chi E \end{cases} \quad \text{(Milieux chiraux)} \tag{II.30}$$

Où χ est un paramètre décrivant les propriétés de chiralité du milieu, d'où la matrice constitutive donnée par :

$$\begin{bmatrix} \varepsilon & -j\chi \\ j\chi & \mu \end{bmatrix} \tag{II.31}$$

Où ε, μ, χ sont des grandeurs réelles, et $|\chi| < \sqrt{\mu\varepsilon}$.

En remplaçant les équations (II.30) dans (II.29) on obtient :

$$\begin{cases} \partial_z E_{\pm} = \mp \omega B_{\pm} = \mp \omega \left(\mu H_{\pm} + j\chi E \pm \right) \\ \partial_z H_{\pm} = \pm \omega D_{\pm} = \pm \omega \left(\varepsilon E_{\pm} - j\chi H_{\pm} \right) \end{cases} \tag{II.32}$$

Avec $c = 1/\sqrt{\mu\varepsilon}$; $\eta = \sqrt{\mu/\varepsilon}$; $k = \omega/c = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$; et $a = c\chi = \chi/\sqrt{\mu\varepsilon}$.

On peut écrire le système d'équations (II.32) sous la forme matricielle suivante :

$$\frac{\partial}{\partial z}\begin{bmatrix} E_{\pm} \\ \eta H_{\pm} \end{bmatrix} = \mp\begin{bmatrix} jka & k \\ -k & jka \end{bmatrix}\begin{bmatrix} E_{\pm} \\ \eta H_{\pm} \end{bmatrix} \tag{II.33}$$

Cette matrice peut être diagonalisée par des combinaisons linéaires appropriées, par exemple, on définit les ondes polarisées à droite (sens direct) et polarisées à gauche (sens inverse) pour le cas de (E_+, H_+) comme suit :

$$\begin{cases} E_{R+} = \frac{1}{2}\left(E_+ - j\eta H_+\right) \\ \\ E_{L+} = \frac{1}{2}\left(E_+ + j\eta H_+\right) \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} E_+ = E_{R+} + E_{L+} \\ \\ H_+ = \frac{1}{j\eta}\left(E_{R+} - E_{L+}\right) \end{cases} \tag{II.34}$$

On applique la forme de l'équation (II.33) pour {E_{R+}, E_{L+}}, qui seront données par :

$$\frac{\partial}{\partial z}\begin{bmatrix} E_{R+} \\ E_{L+} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -jk_+ & 0 \\ 0 & jk_- \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{R+} \\ E_{L+} \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{cases} E_{R+}(z) = A + \exp(-jk_+ z) \\ \\ E_{L+}(z) = B + \exp(jk_- z) \end{cases} \tag{II.35.a}$$

D'où :

$$E_+(z) = E_{R+}(z) + E_{L+}(z) = A + \exp(-jk_+ z) + B + \exp(jk_- z) \tag{II.35.b}$$

Où k_+ et k_- sont donnés par :

$$k_\pm = k(1 \pm a) = \omega\left(\sqrt{\mu\varepsilon} \pm \chi\right) \tag{II.35.c}$$

On peut définir l'indice de réfraction comme : $n_\pm = k_\pm / k_0$ où $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$ est le nombre d'onde dans le vide.

En notant aussi $n = k/k_0 = \sqrt{\mu\varepsilon}\,/\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$, on obtient :

$$\begin{cases} k_\pm = n_\pm k_0 \\ \\ n_\pm = n(1 \pm a) \end{cases} \tag{II.36}$$

De même, pour les composants circulaires de $\{E_-, H_-\}$, on définit les champs à polarisation gauche (sens direct) et à polarisation droite (sens inverse) par :

$$\begin{cases} E_{L-} = \frac{1}{2}\left(E_- + j\eta H_-\right) \\ E_{R-} = \frac{1}{2}\left(E_- - j\eta H_-\right) \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} E_- = E_{L-} + E_{R-} \\ H_- = -\frac{1}{j\eta}\left(E_{L-} - E_{R-}\right) \end{cases} \quad \text{(II.37.a)}$$

Alors $\{E_{L-}, E_{R-}\}$, satisferont la forme :

$$\frac{\partial}{\partial z}\begin{bmatrix} E_{L-} \\ E_{R-} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -jk_- & 0 \\ 0 & jk_+ \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{L-} \\ E_{R-} \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{matrix} E_{L-}(z) = \mathrm{A} \cdot \exp(-\mathrm{j}k_- z) \\ E_{R-}(z) = B - \exp(jk_+ z) \end{matrix} \quad \text{(II.37.b)}$$

D'où :

$$E_-(z) = E_{L-}(z) + E_{R-}(z) = \mathrm{A} \cdot \exp(-\mathrm{j}k_- z) + B - \exp(jk_+ z) \quad \text{(II.37.c)}$$

II.6. Etude d'une ligne microruban avec substrat chiral [19]

Nous savons qu'un milieu chiral est une forme de diélectrique artificiel composé par des objets chiraux aléatoirement inclus dans un diélectrique ou tout autre milieu.

Aux fréquences optiques, les objets chiraux sont des molécules et le milieu est appelé milieu isotrope optiquement actif.

Les milieux chiraux sont distingués des autres, du fait que les ondes circulairement polarisées gauche et droite se propagent dans le milieu avec des vitesses de phase différentes, même si le milieu est réciproque et isotrope.

Dans la ligne microruban de la figure II.3, le substrat chiral a pour effet de produire un champ longitudinal asymétrique, et un champ transversal symétrique. Cet effet peut changer les propriétés de la ligne.

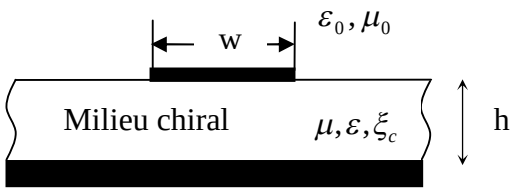


Fig. II.3. Ligne microruban avec substrat chiral.

Les relations constitutives pour un milieu chiral sont mentionnées dans les équations (II.1.a) et (II.1.b).

On définit les vecteurs de potentiel circulaire droite (R), et gauche (L) par :

$$\begin{cases} R = \hat{a}\,\psi(k_R) \\ L = \hat{a}\,\psi(k_L) \end{cases} \tag{II.38.a}$$

Où $\hat{a}$ est un vecteur unité arbitraire, et $\psi(k)$ est la solution de l'équation d'onde :

$$\nabla^2\psi(k) + k^2\psi(k) = 0 \tag{II.38.b}$$

Les relations du champ électrique pour les polarisations circulaires droite et gauche sont données par :

$$\begin{cases} E_R = \nabla \times \left(R + \dfrac{1}{k_R}\nabla \times R \right) \\ E_L = \nabla \times \left(L - \dfrac{1}{k_L}\nabla \times L \right) \end{cases} \tag{II.39}$$

Où les nombres d'ondes k_R et k_L sont donnés par la relation :

$$\begin{cases} k_R \\ k_L \end{cases} = \omega\sqrt{\mu\varepsilon_c} = \omega\mu\xi_c \tag{II.40}$$

Les relations du champ magnétique correspondantes sont alors :

$$\begin{pmatrix} H_R \\ \\ H_L \end{pmatrix} = \frac{j}{Z_c}\begin{pmatrix} E_R \\ \\ -E_L \end{pmatrix} \tag{II.41}$$

D'où $Z_c = \sqrt{\mu/\varepsilon_c}$ est l'impédance d'onde chirale, et $\varepsilon_c = \varepsilon + \mu\xi_c^{\,2}$.

Dans la ligne microruban de la figure II.3, le substrat d'épaisseur *h* possède les paramètres de chiralité $(\mu, \varepsilon, \xi_c)$, et le courant qui circule dans le ruban de largeur w est de la forme $J(x)e^{-jk_z z}$.

Dans la région $(y > h)$, les paramètres de l'espace libre sont (μ_0, ε_0), avec le nombre d'onde $k_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$.

Dans cette région, l'expression du champ peut être développée sous la forme d'une somme de champs TM_Y et TE_Y, d'où la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} A \\ F \end{pmatrix} = \frac{\hat{y}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \begin{pmatrix} \tilde{A} \\ \tilde{F} \end{pmatrix} \cdot e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)} dk_x \qquad \text{(II.42)}$$

Avec $k_y^2 = k_y^2 + k_z^2 - k_0^2$, et $\tilde{A}$, $\tilde{F}$ des fonctions spectrales inconnues.

Dans la région $(y < h)$ (c'est-à-dire) dans le substrat chiral, l'expression du champ peut être développée en terme de vecteurs potentiels circulaires gauche et droite.

En appliquant les conditions aux limites pour $y = h$, on arrive à l'expression suivante :

$$\begin{pmatrix} R_{Y,M} \\ L_{Y.M} \end{pmatrix} = \frac{\hat{y}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{Q}_M \begin{pmatrix} \cos k_{y,R} y \\ -\cos k_{y,L} y \end{pmatrix} \cdot e^{-j(k_x x + k_z z)} dk_x \qquad \text{(II.43.a)}$$

Avec $k_{y,R}^2 = k_x^2 + k_z^2 + k_R^2$ et $k_{y,L}^2 = k_x^2 + k_z^2 + k_L^2$.

D'une manière similaire on trouve l'expression :

$$\begin{pmatrix} R_{Y,E} \\ L_{Y.E} \end{pmatrix} = \frac{\hat{y}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{Q}_E \begin{pmatrix} \frac{k_R}{k_{y,R}} \sin k_{y,R} y \\ \frac{k_L}{k_{y,L}} \sin k_{y,L} y \end{pmatrix} \cdot e^{-j(k_x x + k_z z)} dk_x \qquad \text{(II.43.b)}$$

Où $\tilde{Q}_M$ $\tilde{Q}_E$ sont des fonctions spectrales déterminées en imposant les conditions aux limites pour $y = h$.

CHAPITRE III

LA LIGNE MICRORUBAN À SUBSTRAT DE FERRITE

III.1. Introduction

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

- élaborer des dispositifs fonctionnant à des fréquences élevées,
- faire des efforts de miniaturisation des dispositifs,
- mettre en œuvre des technologies (faible coût), en vue d'applications commerciales.

Plusieurs circuits ont été étudiés et réalisés sur différents substrats de ferrite et il apparaît que les premiers travaux importants remontent aussi loin que 1957-1958 [2], [21]. Actuellement une catégorie importante des dispositifs hyperfréquences existants est celle utilisant la propagation non réciproque des ondes électromagnétiques dans les matériaux ferrimagnétiques (ou ferrites), aimantés partiellement ou à saturation par l'application d'un champ magnétique statique.

Les ferrites sont des oxydes métalliques complexes, dérivés de la magnétite par remplacement de l'atome de fer divalent par un atome d'un autre métal. La formule de la magnétite étant [22] :

$$\mathbf{Fe^{++}\,O\,,\,Fe_2^{+++}\,O_3}$$

La formule générale d'un ferrite sera donc :

$$\mathbf{M^{++}\,O\,,\,Fe_2^{+++}\,O_3}$$

Les métaux de remplacement utilisables sont évidemment des métaux divalents tels que le manganèse, le magnésium, le nickel, le cuivre, le cobalt, le zinc et le cadmium. Cependant, les propriétés du matériau obtenu dépendent de la nature du métal de remplacement et de ses proportions.

Les caractéristiques générales électriques et magnétiques des ferrites sont les suivantes :

- une résistivité très élevée (de 10^6 à 10^{10} Ω.cm),
- une constante diélectrique en hyperfréquences de l'ordre de 10 à 15,
- des pertes diélectriques extrêmement faibles,
- une perméabilité magnétique de quelques dizaines d'unités.

III.2. Utilisation des ferrites dans le domaine des hyperfréquences [2], [1]

Le caractère isolant des matériaux ferrimagnétiques permet la transmission d'une onde haute fréquence (centimétrique ou millimétrique) dans le matériau. La possibilité de contrôler la propagation de l'onde dans un tel milieu par l'application d'un champ magnétique (statique ou alternatif) a permis la réalisation de plusieurs dispositifs hyperfréquences indispensables à la réalisation de fonctions de traitement du signal (radar, télécommunications par satellites, compatibilité électromagnétique…).

Selon la fonction visée, les dispositifs sont réciproques (filtres, déphaseurs pour antennes à balayage...) ou non réciproques (circulateur, isolateur...). Ces derniers constituent la catégorie principale des dispositifs hyperfréquences à ferrites. Ils exploitent le fait que l'onde électromagnétique se propage différemment selon sa polarisation, sa direction et son sens de propagation dans la matière aimantée (anisotropie, non-réciprocité). Ces composants fonctionnent actuellement grâce à des ferrites massifs soumis à un champ magnétique statique qui polarise le matériau.

III.3. Les différentes familles de ferrite [1], [23]

Les matériaux ferrites sont subdivisés en trois familles principales selon leur structure cristallographique. La catégorie des ferrites hexagonaux, encore appelés hexaferrites, est construite autour du ferrite de baryum, de formule $BaFe_{12}O_{19}$. On y distingue les hexaferrites de types M, Z, W et Y. Les premiers sont des ferrites durs. C'est ce qui constitue le grand intérêt de cette classe de ferrites. Leur forte anisotropie magnétique axiale en fait l'aimant de choix dans la plupart des cas. Les trois types Z, W et Y présentent une anisotropie planaire, permettant de bénéficier d'une perméabilité élevée dans la gamme des UHF.

La deuxième famille de ferrites est relative à la structure spinelle. A l'image du composé $MgAl_2O_4$, les ferrites spinelles cristallisent selon un réseau cubique à faces centrées. Ce sont

des ferrites doux utilisés dans les inductances et les transformateurs. La gamme des fréquences d'utilisation de cette famille de ferrites se situe entre 10 kHz et 500 MHz.

La dernière famille de ferrites, celle qui nous intéresse ici est celle des *grenats ferrimagnétiques*. A l'instar des spinelles, ce sont des ferrites doux, mais dont l'usage se situe dans des fréquences au-delà du gigahertz. La structure grenat est cubique, isomorphe du modèle $Ca_3Al_2Si_3O_{12}$. Les ferrites grenats sont donc de la forme $R_3Fe_5O_{12}$, où R désigne une terre rare ou l'yttrium. Le plus courant est le grenat d'yttrium fer, plus connu sous le nom de YIG (pour **Y**ttrium **I**ron **G**arnet), que nous détaillons ici.

III.3.1. Les grenats ferrimagnétiques (YIG)

Les ferrites grenats, dont le plus connu est le grenat d'Yttrium- Fer (YIG), ont comme formule chimique générale $M_3^{3+}Fe_5^{3+}O_{12}^{2-}$; *M* étant un élément des terres rares. En effet, avec une résistivité de l'ordre de 10^{12} Ω.m, c'est un excellent milieu de propagation pour les ondes électromagnétiques [23], [24]. Pour cette raison, il est depuis longtemps employé dans les dispositifs hyperfréquences (radiocommunications, radars…) sous forme de matériau massif polycristallin. Outres ses propriétés dans la gamme de fréquences visées (bande X), le YIG présente l'avantage d'avoir une structure cristallographique très stable, à laquelle on associe d'excellentes performances en terme de pertes magnétiques et diélectriques. Cette stabilité, à la fois chimique et thermique provient du haut degré de symétrie de la maille, ainsi que de sa compacité, peu favorable à l'existence de défauts de type insertion ou lacune. Citons à cet égard une tangente de pertes diélectriques ($\tan\delta_\varepsilon$) voisine de 10^{-4} à 10 GHz, et une largeur de raie de pertes magnétiques (ΔH) de quelques oersteds. Les performances du YIG aux hyperfréquences en font donc un bon candidat pour les applications radiofréquences. L'usage de ce matériau s'est aussi imposé parce qu'il peut être fabriqué selon un processus industriel, utilisant les méthodes conventionnelles de fabrication des céramiques massives polycristallines. Néanmoins, cette stabilité chimique est aussi un inconvénient, puisque la synthèse du YIG nécessite des températures de traitement très élevées (voisines de 1500°C) pour sa fabrication. Cet apport d'énergie est nécessaire pour parvenir à former la phase, ainsi que pour densifier le matériau. Ces températures sont nécessaires pour obtenir la qualité cristallographique, la microstructure et la densité nécessaires à de bonnes performances.

D'autre part, le YIG doit sa popularité à sa large gamme d'utilisation. Cette polyvalence est due aux nombreuses substitutions que l'on peut effectuer pour adapter ses propriétés, comme

l'aimantation à saturation M_S, qui est le paramètre à accorder en fonction de la fréquence de fonctionnement visée.

Le principal inconvénient de ce matériau est donc sa très haute température de synthèse.
Pour contourner ce problème, l'utilisation d'un autre matériau de structure grenat a été envisagée, un grenat toujours à base de fer, mais contenant du bismuth à la place de l'yttrium.

III.4. Propriétés et Principe de fonctionnement des ferrites pour les hyperfréquences

Les ferrites présentent une forte résistivité électrique, le YIG étant particulièrement isolant avec une résistivité de 10^8 Ω.m. Le facteur de pertes diélectriques correspondant est ainsi situé entre 10^{-3} et 10^{-4}, pour une constante diélectrique de l'ordre de 15. Une forte pénétration du champ électromagnétique dans le matériau est associée à de faibles pertes, ce qui en fait un excellent candidat pour des applications micro-ondes.

Un certain nombre de paramètres intrinsèques au matériau permettent de quantifier l'évolution dynamique des pertes magnétiques en fonction de paramètres externes comme le champ magnétique appliqué, la puissance injectée, la température…

Aux hyperfréquences, on exploite le fait que la perméabilité dynamique du matériau ferrite est gouvernée par le phénomène gyromagnétique. Cette perméabilité dépend du champ magnétique statique interne, et de l'orientation de la composante variable de l'onde électromagnétique par rapport à ce champ statique. Les caractéristiques à considérer sont diélectriques et magnétiques.

III.4.1. Non réciprocité dans les ferrites

Les ferrites sont utilisés dans des circuits passifs non réciproques. Par définition, ceci signifie, d'une part, qu'aucune amplification du signal n'a lieu (sans modification de fréquence), et d'autre part, que les propriétés du circuit dépendent de son sens d'insertion dans un dispositif micro-onde. Si ce dernier est fixe, c'est le sens de propagation de l'onde, et son vecteur d'onde qui détermineront le comportement de l'ensemble. C'est cette propriété qui est la plus utilisée dans les dispositifs non réciproques usuels [1], [5].

Nous présentons ici, comme première approche, une présentation de la non réciprocité idéalisée et très simplifiée. Nous négligerons volontairement, dans un premier temps, tous les effets dus au champ démagnétisant.

Soit un ferrite de forme parallélépipédique de dimensions très grandes, d'axe (z'z), traversé par une onde électromagnétique de vecteur d'onde $\vec{K}$, de champ électrique $\vec{E}$ et dont le champ magnétique $\vec{h}$ est polarisé circulairement. Soit $\vec{H}_0$ un champ magnétique statique de direction perpendiculaire au plan de polarisation de $\vec{h}$ (figure III.1).

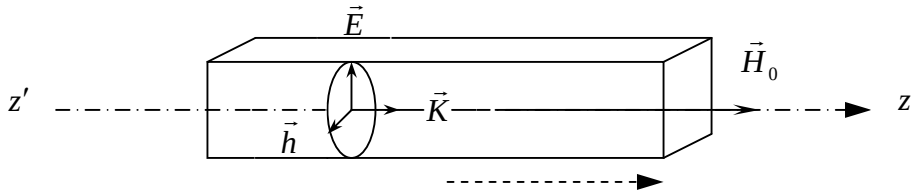


Fig. III.1. Cas idéal d'un ferrite non réciproque.

On suppose que $\vec{H}_0$ est suffisant pour saturer le matériau qui acquiert donc une aimantation à saturation M_S. On constate que, pour des intensités de champ statique bien précises, l'onde ne peut se propager que dans un seul sens dans le matériau ; la propagation dans le sens inverse est impossible.
C'est la base de certains dispositifs micro-ondes non réciproques.

III.4.2. Précession du vecteur aimantation

Soit un ferrite soumis à un champ magnétique statique $\vec{H}_0$ dirigé suivant (oz) ; on suppose que ce champ est assez intense pour saturer le matériau dont l'aimantation à saturation $\vec{M}_S$ est dirigée selon (oz). On superpose à $\vec{H}_0$ un champ magnétique $\vec{h}$ alternatif (champ magnétique d'une onde électromagnétique polarisée circulairement dans le plan (ox, oy) de pulsation ω.

Afin de simplifier le problème, nous faisons trois hypothèses :

1. La forme du ferrite est un ellipsoïde de révolution (figure III.2), le champ démagnétisant est donc constant, en l'absence de champ autre que $\vec{H}_0$; l'aimantation dans le corps est également homogène.
2. On suppose que la longueur d'onde micro-onde est très grande devant les axes de cet ellipsoïde, le champ micro-onde est donc uniforme à tout instant dans le ferrite.
3. Les effets des champs d'anisotropie sont négligeables.

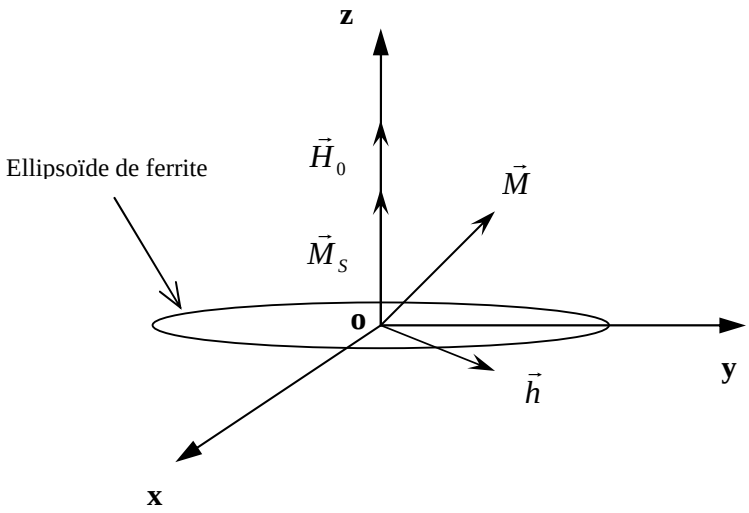


Fig. III.2. Précession de l'aimantation autour de la direction du champ magnétique.

Avant l'application du champ micro-onde, il en résulte un champ uniforme $\vec{H}_{\text{int}}$ à l'intérieur du ferrite dirigé selon (oz). $\vec{H}_{\text{int}}$ est la somme de $\vec{H}_0$ et du champ démagnétisant, uniforme à l'intérieur de l'échantillon.

$$\vec{H}_{\text{int}} = \vec{H}_0 - \vec{N}_z \vec{M}_S \qquad \text{(III.1)}$$

Où $\vec{N}_z$ est le facteur de champ démagnétisant dans la direction (oz).

Après l'application du champ micro-onde, on détermine le vecteur aimantation $\vec{M}$ tel que :

$$\vec{M} = \chi_{\text{int}} (\vec{H}_{\text{int}} + \vec{h}_{\text{int}}) = \chi \cdot \vec{H} \qquad \text{(III.2)}$$

Où $\vec{H}$ est le champ total interne, et χ est la susceptibilité magnétique du ferrite.

$\vec{h}_{\text{int}}$ est le champ intérieur au matériau, dû à l'effet du champ $\vec{h}$ de l'onde, il est supposé d'intensité suffisamment petite devant $\vec{H}_{\text{int}}$ puisque nous travaillons dans l'approximation «faible champ ».

χ_{int} est la susceptibilité magnétique du matériau. Cette susceptibilité peut être explicitée en analysant le mouvement de l'extrémité du vecteur $\vec{M}$. Ceci peut se faire en appliquant aux porteurs de moment magnétique, par exemple les électrons, le théorème du moment cinétique:

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \wedge \left(\vec{H}_{\text{int}} + \vec{h}_{\text{int}}\right) + \vec{A} \qquad \text{(III.3)}$$

γ est le rapport gyromagnétique, c'est à dire le rapport entre le moment cinétique et le moment magnétique, $\vec{A}$ est un terme d'amortissement. On a pratiquement γ = 1,105x10^5 g (m/A.s). g est le facteur de Landé. Le champ $\vec{h}_{\text{int}}$, résultant du champ hyperfréquence $\vec{h}$ appliqué, est un champ tournant dans le plan (ox, oy).

III.4.3. Réponse magnétique d'un matériau ferrite

La résolution des équations (III.2) et (III.3) dans laquelle on choisit un terme d'amortissement convenable s'effectue en ne s'intéressant qu'aux composantes dépendant du temps. En fait, on considère, parce qu'intervenant le plus directement dans les problèmes réels, une susceptibilité définie par rapport au champ appliqué $\vec{h}$ (et reliée à χ_{int} en tenant compte de l'effet du champ démagnétisant). On trouve que la valeur de χ dépend de la polarisation de $\vec{h}$. On notera les susceptibilités χ_+ et χ_- suivant qu'elles correspondent aux sens de rotation positif ou négatif dans le plan (ox, oy). Si *M* et *h* tournent en coïncidence, alors on parle de susceptibilité χ_+; dans le cas de l'anticoïncidence, on parle de χ_-. Pour tenir compte du déphasage entre l'induction et le champ, χ_+ et χ_- sont des quantités complexes :

$$\begin{cases} \chi_+ = \chi'_+ - j\chi''_+ \\ \chi_- = \chi'_- - j\chi''_- \end{cases} \qquad \text{(III.4)}$$

On définit aussi les perméabilités correspondantes :

$$\mu_\pm = 1 + \chi_\pm \qquad \text{(III.5)}$$

Par analogie avec l'équation (III.4), on peut introduire la perméabilité magnétique complexe du matériau :

$$\mu = \mu' - j\mu'' \tag{III.6}$$

Où μ'' représente les pertes magnétiques, tandis que μ' est la perméabilité magnétique au sens classique. En cas de propagation d'une onde électromagnétique, μ' affectera la phase de l'onde tandis que μ'' influera sur son module.

Les valeurs de μ' et μ'' dépendent très fortement du sens de propagation de l'onde : c'est le phénomène de non-réciprocité. Lorsque les ondes se propagent vers les z croissants (sens +) et décroissants (sens -), nous avons [5], [22] :

$$\begin{cases} \mu_+ = \mu'_+ - j\mu''_+ \\ \mu_- = \mu'_- - j\mu''_- \end{cases} \tag{III.7}$$

La Figure III.3 représente les variations des différents paramètres μ'_+, μ'_-, μ''_+, et μ''_- en fonction du champ appliqué H_0 à la fréquence f fixée.

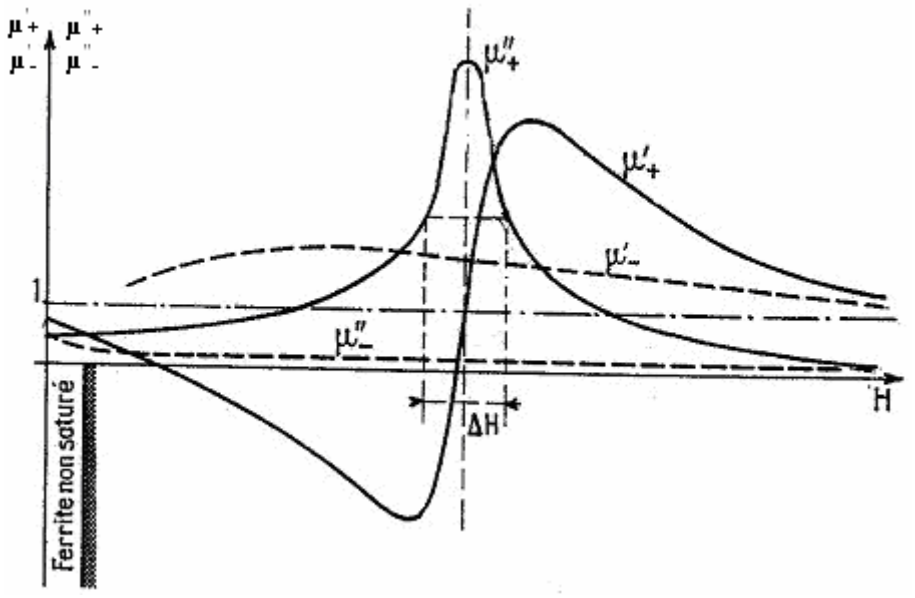


Fig. III.3. Evolution des quatre paramètres μ'_+, μ'_-, μ''_+ et μ''_- en fonction du champ magnétique appliqué au ferrite.

De ces courbes, il ressort que [23], [25] :

- μ''_+ présente un maximum en $H_{int} = H_r$ appelé gyrorésonance ; la largeur du pic à mi-hauteur est appelée largeur de raie de gyrorésonance ΔH . ΔH dépend de la nature du ferrite.
- μ'_+ passe par un minimum et un maximum de part et d'autre de la gyrorésonance.
- μ''_- est quasi-nulle, quelle que soit la valeur du champ,
- μ'_- varie peu en fonction du champ.

Sur cette figure, μ'_- est défini pour $H_{int} < 0$. Pour comparer aisément la perméabilité pour les deux polarisations, μ'_- (voisin de 1) est également reportée pour $H_{int} > 0$. La polarisation considérer est néanmoins négative.

Dans cette figure, les valeurs positives de H_{int} correspondent à la polarisation positive de *h*, et les valeurs négatives de H_{int} à la polarisation négative de *h*. Les formes des courbes de μ'_+ et μ''_+ sont typiques d'un phénomène de résonance.

La fréquence de gyrorésonance, f_r, est donnée par la formule de *Kittel* [4] :

$$f_r = \frac{\gamma \mu_0}{2\pi}\left[\left(H_R - \left(N_Z - N_X\right)M_S\right)\left(H_R - \left(N_Z - N_y\right)M_S\right)\right]^{\frac{1}{2}} \qquad \text{(III.8)}$$

Où N_X, N_y et N_Z sont les facteurs de champ démagnétisant (liés à la forme du matériau) dans les trois directions de l'espace.
La figure III.3 permet également de comprendre l'utilisation des ferrites en hyperfréquences.
D'une part, certains sont utilisés à la gyrorésonance : c'est le cas des isolateurs et des filtres.
D'autre part, des dispositifs tels que les circulateurs micro-ondes sont utilisés hors gyrorésonance : le choix du champ statique est alors fondamental pour se retrouver dans les conditions évoquées précédemment (μ'_+ et μ'_- suffisamment différents et $\mu''_+ \cong \mu''_- \cong 0$).
On voit sur la Figure III.3 qu'il est possible de trouver des valeurs de H_{int} telles que les perméabilités μ'_+ et μ'_- sont assez différentes (car μ'_- est voisin de 1 autour de la résonance), tandis que μ''_+ et μ''_- sont très faibles. C'est cette propriété qui est le plus souvent exploitée dans les dispositifs non réciproques. Le champ H_{int} appliqué peut être soit inférieur, soit supérieur au champ de résonance H_r.

III.5. Pertes dans les ferrites

Les pertes dans les ferrites ont deux origines, diélectriques ou magnétiques.

III.5.1. Les pertes diélectriques

Les pertes diélectriques existent dans les ferrites pour hyperfréquences principalement à cause de l'existence de petites quantités de fer divalent à la place du fer trivalent. Ce défaut se traduit par un excès d'électrons qui, pouvant sauter d'un ion à l'autre, sont responsables d'une certaine conduction et de pertes diélectriques. Aussi, l'absence de pertes diélectriques est-elle essentiellement une question de perfection. Cela signifie généralement un matériau pur, homogène, possédant une seule phase ayant exactement la proportion des ions de la formule chimique.

La préparation des ferrites de structure grenat ayant de très faibles pertes diélectriques demande un ajustement particulièrement précis des différents ions métalliques. Ceci nécessite de prendre soigneusement en compte la quantité de fer introduite par les broyages. Les proportions finales des différents ions métalliques doivent être ajustées à environ 10^{-3}. En plus, compte tenu des problèmes de reproductibilité, sous-jacents à toute fabrication, le traitement thermique de synthèse doit être précis. La température maximum doit être définie et reproductible à environ 5°C. Dans ces conditions, il est possible de produire des grenats avec une tangente d'angle de perte inférieure à 10^{-4} à 10 GHz. Ceci est généralement suffisamment faible pour ne donner lieu qu'à des pertes assez négligeables devant les autres causes de pertes dans les dispositifs.

Le dispositif de mesure doit être suffisamment précis pour accéder à des niveaux de pertes de 10^{-4}. La méthode utilisée au laboratoire pour effectuer ces mesures a été mise au point par *A. Hermosin Bono* [6]. Il est particulièrement optimisé pour les ferrites en général, ayant une constante diélectrique voisine de 15 et une tangente d'angle de pertes de quelques 10^{-4}.

III.5.2. Pertes magnétiques à bas niveau de puissance hyperfréquence

Les courbes de la Figure III.3 sont d'allure lorentzienne et doivent donc répondre à l'expression :

$$\mu_{\pm} = 1 + \frac{M_s}{H_{\text{int}} \pm H_r + j\frac{1}{2}\Delta H} \qquad \text{(III.9)}$$

Avec H_{int} et H_{r} les champs interne et de résonance.

C'est bien à une expression de cette forme qu'aboutit la résolution des relations (III.2) et (III.3). Expérimentalement, les choses sont cependant un peu plus compliquées. Pour des champs appliqués assez éloignés de la résonance, ce qui correspond à la plupart des applications, l'expression (III.9) est valable, mais à condition de remplacer la largeur de raie ΔH par une largeur de raie plus faible dite largeur de raie effective ΔH_{eff}. En pratique, la valeur de ΔH_{eff} permet de calculer les pertes magnétiques. Inversement, la mesure de $\mu'_{\pm}$ et de $\mu''_{\pm}$ à un champ H_0 donné, donne la valeur de ΔH_{eff} par l'expression :

$$\Delta H_{eff} = M_s \,\mathrm{Im}\left(\frac{1}{\chi_{\pm}}\right) \qquad \text{(III.10)}$$

Où $\mathrm{Im}(1/\chi_{\pm})$ signifie la partie imaginaire de $(1/\chi_{\pm})$. On constate que ΔH_{eff} ainsi mesuré est constant loin de la résonance.

Au contraire, au voisinage de la résonance, il existe des causes d'élargissement de la raie qui ne sont pas à proprement parler liées à l'amortissement du mouvement des porteurs de moment magnétique. Il s'agit surtout de l'influence des champs démagnétisants locaux (dus à l'existence des pores dans le matériau) et à l'influence de l'anisotropie magnétocristalline (traduisant le fait que le champ de résonance dans un monocristal dépend de la direction du champ appliqué par rapport aux axes cristallographiques). Une expression de ΔH couramment admise met en évidence cet élargissement étudié par Schlömann, et qui correspond assez bien à la réalité :

$$\Delta H \approx \Delta H_{eff} + 1{,}47\, p \cdot M_S + \frac{2{,}7}{M_S}\left(\frac{K_1}{\mu_0 \cdot M_S}\right) \qquad \text{(III.11)}$$

Où ΔH_{eff} est une largeur de raie intrinsèque (effective) ; p est la porosité (fraction des inclusions non magnétiques par rapport au volume total) ; K_1 est la constante d'anisotropie magnétocristalline du premier ordre.

Ainsi, tandis que ΔH_{eff} détermine les pertes magnétiques, la valeur de ΔH n'intervient que dans la détermination de la « faisabilité » du dispositif hyperfréquence. Un faible ΔH permet de réaliser un dispositif donné plus facilement et dans une plus large bande de fréquence.

Il y a intérêt à réaliser, bien que pour des raisons différentes, des matériaux ayant un faible ΔH_{eff} et un faible ΔH.

III.5.3. Pertes magnétiques à haut niveau de puissance hyperfréquence

Tout ce qui est indiqué précédemment est valable tant que le champ magnétique hyperfréquence est suffisamment petit. Au delà d'un certain champ critique apparaissent des phénomènes non-linéaires se traduisant par des pertes magnétiques supplémentaires rapidement prohibitives dans les dispositifs. On peut distinguer parmi ces effets non linéaires ceux du premier ordre qui apparaissent généralement à des champs H_0 inférieurs au champ de résonance H_r, et ceux du deuxième ordre qui affectent la résonance elle-même. Les effets du premier ordre ont un seuil plus bas que ceux du deuxième ordre, et ils se produisent dans une zone de champs magnétiques statiques très souvent utilisée dans les applications.

III.6. Le tenseur de Polder

La formule (III.3) montre le lien entre le champ micro-onde et l'aimantation du matériau. Dans les conditions décrites au paragraphe III.4.2 et sur la figure III.2, les coordonnées de l'aimantation du ferrite et des différents champs magnétiques sont [2], [4], [26], [27] :

$\vec{M}\begin{bmatrix} M_X \\ M_Y \\ M_S \end{bmatrix}$, $\vec{h_i}\begin{bmatrix} h_{ix} \\ h_{iy} \\ 0 \end{bmatrix}$ et $\vec{H_i}\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ H_i \end{bmatrix}$ où M_S est l'aimantation à saturation.

La relation (III.2) s'écrit alors :

$$\begin{bmatrix} M_X \\ M_Y \\ M_S \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} h_{ix} \\ h_{iy} \\ H_i \end{bmatrix} \qquad \text{(III.12)}$$

La matrice de susceptibilité $[\chi]$ de l'équation (III.12) est appelée tenseur de Polder et peut être diagonalisée en raison de la forme ellipsoïdale du ferrite $(\chi_{xy} = -\chi_{yx})$. Les valeurs χ_{zx} et χ_{zy} sont elles obligatoirement nulles. La valeur de $M_Z = M_S$ se réduit donc à $M_S = \chi_{zz} H_i$.

Par souci de simplification, on utilise de préférence le tenseur de perméabilité magnétique relative lié à la susceptibilité [28] :

$$[\mu_r] = \frac{1}{\mu_0} \cdot ([1] + [\chi]) \qquad \text{(III. 13)}$$

Où [1] est la matrice identité.

À partir des remarques précédentes, on montre que $[\mu_r]$ s'écrit :

$$[\mu_r] = \begin{bmatrix} \mu_r & jk & 0 \\ -jk & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{r(z)} \end{bmatrix} \qquad \text{(III.14)}$$

Nous verrons dans la suite les expressions des différents éléments de la matrice.

III.7. Propagation des ondes électromagnétiques dans une ligne microruban de substrat a base de ferrite

Puisque les ferrites sont des matériaux anisotropes où la perméabilité magnétique est un tenseur. Donc les équations qui caractérisent la propagation de l'onde dans le milieu sont compliquées, si on les compare avec celles du cas où le milieu de propagation est isotrope [1], [4], [26], [27].

Dans ce paragraphe nous allons déterminer les formulations générales qui caractérisent la propagation de l'onde dans un milieu du ferrite, pour différentes directions de polarisation de celui-ci.

La figure III.4 montre une ligne de transmission chargée par un substrat de ferrite et un substrat de diélectrique.

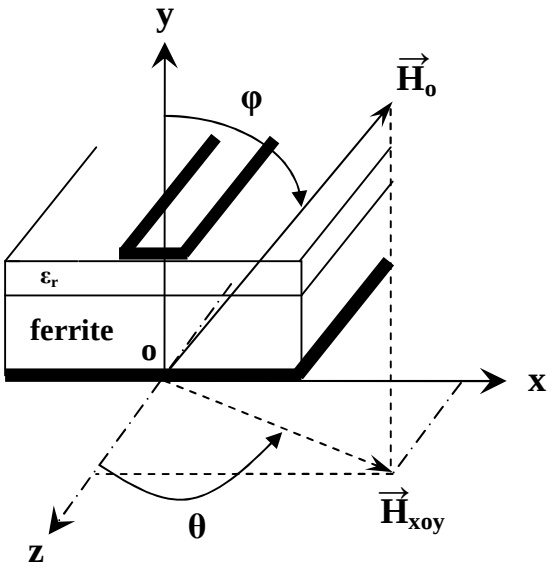


Fig. III.4. Ligne microruban chargée par un ferrite polarisé arbitrairement par un champ magnétique H_0.

Dans ce cas, où le milieu de propagation est anisotrope inhomogène, les équations de *Maxwell* sont données par :

$$\begin{cases} rot\vec{E} = -j\omega\overline{\mu}\vec{H} \\ rot\vec{H} = j\omega\varepsilon\vec{E} \\ div\left(\overline{\mu}\vec{H}\right) = 0 \\ div\vec{E} = 0 \end{cases} \tag{III.15}$$

$\overline{\mu}$ est le tenseur de perméabilité.

Le substrat de ferrite est magnétisé par un champ magnétique statique H_0 appliqué le long d'une direction arbitraire d'où le tenseur de perméabilité est donné par [29], [30], [31], [32] :

$$\overline{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & \mu_{13} \\ \mu_{21} & \mu_{22} & \mu_{23} \\ \mu_{31} & \mu_{32} & \mu_{33} \end{bmatrix} \tag{III.16}$$

Avec :

$$\mu_{11} = \mu \cdot \left(\cos^2\theta \cdot \cos^2\varphi + \sin^2\varphi\right) + \sin^2\theta \cdot \cos^2\varphi$$

$$\mu_{12} = (1-\mu) \cdot \sin^2\theta \cdot \sin\varphi \cdot \cos\varphi - jk\cos\theta$$

$$\mu_{13} = (1-\mu) \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \cos\varphi + jk\sin\theta \cdot \sin\varphi$$

$$\mu_{21} = (1-\mu) \cdot \sin^2\theta \cdot \sin\varphi \cdot \cos\varphi + jk\cos\theta$$

$$\mu_{22} = \mu \cdot \left(\cos^2\theta \cdot \sin^2\varphi + \cos^2\varphi\right) + \sin^2\theta \cdot \sin^2\varphi$$

$$\mu_{23} = (1-\mu) \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \sin\varphi - jk\sin\theta \cdot \cos\varphi$$

$$\mu_{31} = (1-\mu) \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \cos\varphi - jk \cdot \sin\theta \cdot \sin\varphi$$

$$\mu_{32} = (1-\mu) \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \sin\varphi + jk \cdot \sin\theta \cdot \cos\varphi$$

$$\mu_{33} = \mu \cdot \sin^2\theta + \cos^2\theta$$

III.7.1. Cas où le ferrite est polarisé longitudinalement

Dans ce cas, ($\theta = 0$, $\varphi = \pi/2$) et le tenseur de perméabilité est donné par [2], [4], [27], [28] :

$$\overline{\mu} = \mu_0 \cdot \begin{bmatrix} \mu & -jk & 0 \\ +jk & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{III.17.a}$$

Où :

$$\mu = 1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \tag{III.17.b}$$

$$k = \frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \tag{III.17.c}$$

Avec : $\omega_0 = \gamma \cdot H$ et $\omega_m = \gamma \cdot M_S$

γ est le rapport gyromagnétique.

ω_0 est appelée la fréquence de Larmor.

ω la pulsation de l'onde hyperfréquence.

III.7.2. Cas où le ferrite est polarisé transversalement

En général, il y a deux configurations utilisées dans les dispositifs micro-ondes à base de ferrite, dans le cas où le champ de polarisation H_0 est appliqué suivant l'axe (ox), et pour le deuxième cas où H_0 est appliqué suivant (oy) [4], [27].

III.7.2.1. $\vec{H}_0$ est appliqué suivant (ox)

Dans ce cas, ($\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$) où le tenseur de perméabilité concernant l'onde qui se propage dans le sens positif de la direction (oz) est donné par [33] :

$$\bar{\mu} = \mu_0 \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu & -jk \\ 0 & +jk & \mu \end{bmatrix} \tag{III.18}$$

Tel que μ et k sont données par les formules (III.17.b) et (III.17.c).

En portant les valeurs de $\bar{\mu}$ dans les équations (III.15), (III.17.a) et (III.17.b), nous obtenons après un développement de calcul un système à deux équations aux dérivées partielles, à valeurs et à vecteurs propres. Ce système est donné par :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + K_v^2 \cdot \varepsilon_v \cdot \mu_f \cdot E_x + K_v \cdot \dfrac{k}{\mu} \cdot \eta_0 \cdot \dfrac{\partial H_x}{\partial x} = \beta^2 \cdot E_x \\ \dfrac{1}{\mu} \cdot \dfrac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + K_v^2 \cdot \varepsilon_v \cdot H_x - K_v \cdot \varepsilon_v / \eta_0 \cdot \dfrac{k}{\mu} \cdot \dfrac{\partial E_x}{\partial x} = \beta^2 \cdot H_x \end{cases} \tag{III.19.a}$$

Où : $K_v = \frac{\omega}{C}$ est la constante de propagation du vide.

$$\mu_f = \mu - \frac{k^2}{\mu} \tag{III.19.b}$$

$\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$, est la constante d'onde du vide.

β : est la constante de propagation de l'onde.

La résolution de ce dernier système donne les champs E_x et H_x, et les constantes de propagation β correspondant aux différents modes qui se propagent dans la ligne de transmission. Par conséquent on peut déterminer les autres composantes du champ électromagnétique E_y, E_z, H_y et H_z qui sont données par :

$$\begin{cases} \left[\overline{\overline{\gamma}}\right] \cdot \vec{E}_t = -j \cdot K_v \cdot \left[\overline{\overline{\mu_t}}\right] \cdot \eta_0 \cdot \left(\vec{\nabla}_t H_x \wedge \vec{e}_x\right) + \frac{\partial}{\partial x} \vec{\nabla}_t E_x \\ \left[\overline{\overline{\gamma}}\right] \cdot \vec{H}_t x \eta_0 = j \cdot K_v \cdot \varepsilon_v \cdot \left(\vec{\nabla}_t E_x \wedge \vec{e}_x\right) + \eta_0 \frac{\partial}{\partial x} \vec{\nabla}_t H_x \end{cases} \tag{III.20.a}$$

Avec :

$$\vec{\nabla}_t = \frac{\partial}{\partial y} \cdot \vec{e}_y + \frac{\partial}{\partial z} \cdot \vec{e}_z \tag{III.20.b}$$

$$\left[\overline{\overline{\gamma}}\right] = \begin{bmatrix} K_v \cdot \varepsilon_v \cdot \mu + \frac{\partial^2}{\partial x^2} & -j \cdot K_v^2 \cdot \varepsilon_v \cdot k \\ j \cdot K_v^2 \cdot \varepsilon_v \cdot k & K_v \cdot \varepsilon_v \cdot \mu + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \end{bmatrix} \tag{III.20.c}$$

Et

$$\left[\overline{\overline{\mu_t}}\right] = \begin{bmatrix} \mu & -jk \\ +jk & \mu \end{bmatrix} \tag{III.20.d}$$

Pour le cas où la propagation se faite suivant l'axe des z négatives (z -), le tenseur de perméabilité est donné par [33] :

$$\left[(\overline{\mu})^-\right] = \left[(\overline{\mu})^+\right]^T = \mu_0 \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu & +jk \\ 0 & -jk & \mu \end{bmatrix} \tag{III.21}$$

Donc pour déterminer les composantes du champ électromagnétique, leur distribution dans la ligne de transmission et les constantes de propagation des différents modes propageant dans la ligne dans le sens des z négatifs, il suffit de remplacer $\left[(\bar{\mu})^{+}\right]$ par $\left[(\bar{\mu})^{-}\right]$ dans les équations (III.15).

III.7.2.2. $\vec{H}_0$ est appliqué suivant (oy)

Dans ce cas, ($\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$) et le tenseur de perméabilité $\left[(\bar{\mu})^{+}\right]$ concernant le sens de propagation positif, est donné par [33] :

$$\left[(\bar{\mu})^{-}\right] = \mu_0 \cdot \begin{bmatrix} \mu & 0 & +jk \\ 0 & 1 & 0 \\ -jk & 0 & \mu \end{bmatrix} \qquad \textbf{(III.22)}$$

En portant $\left[(\bar{\mu})^{+}\right]$ dans les équations (III-15) et on fait usage d'un calcul analogue a celui du cas où la polarisation est suivant (ox) il vient :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \mu_f \cdot K_v^2 \cdot \varepsilon_r \cdot E_y - K_v \cdot \eta_0 \cdot \dfrac{k}{\mu} \cdot \dfrac{\partial H_y}{\partial y} = \beta^2 \cdot E_y \\ \dfrac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \dfrac{1}{\mu} \cdot \dfrac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} + K_v^2 \cdot \varepsilon_r \cdot H_y + K_v \varepsilon_v / \eta_0 \cdot \dfrac{k}{\mu} \cdot \dfrac{\partial E_y}{\partial y} = \beta^2 \cdot H_y \end{cases} \qquad \text{(III.23)}$$

Où μ_f, K_v, η_0, μ et K sont donnés dans le paragraphe précédent.

CHAPITRE IV

APPLICATIONS À DES STRUCTURES MULTICOUCHES CHIRAL-FERRITE-CHIROFERRITE

IV.1. Introduction

Par définition, les milieux bi-anisotropes sont des milieux pour lesquels l'induction électrique *D* et magnétique *B* sont liées aux vecteurs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ par des dyadiques générales. Cela veut dire que pour un tel type de milieu la permittivité électrique ε, la perméabilité magnétique μ et les paramètres magnétoélectriques de couplage ξ et η sont des quantités tensorielles.

Un des principaux avantages des ferrites magnétisés dans les substrats est que leurs paramètres peuvent être contrôlés par l'application d'un champ magnétique externe.

Plusieurs études ont été effectuées ces dernières années sur les caractéristiques de propagation non-réciproque dans les lignes microrubans avec substrat de ferrite. Dans ce cadre l'approche full-wave dans le domaine spectral a été souvent utilisée.

D'autre part, les milieux chiraux bi-anisotropes imposent leur importance dans l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques, étant donné qu'il est indubitable que le paramètre de chiralité permet de contrôler ou d'ajuster le comportement des ondes guidées dans les lignes microrubans avec substrat chiral [34].

Le premier modèle d'une ligne microruban utilisant un milieu chiral comme substrat a été proposé par *Kluskens* et *Newman* en 1991 [19], [29].

Le composite chiral de Faraday (FCM) proposé en 1992 par *Engheta*, *Jaggard* et *Kowarz* [14] est l'un des milieux chiraux bi-anisotropes typiques, il est composé de chiroferrite et de chiroplasma. Dans ce type de composite la gyrotropie et la chiralité sont simultanément utilisées.

Le but de cette étude est d'exploiter la possibilité de faire une combinaison entre la gyrotropie et la chiralité dans le substrat diélectrique de la ligne microruban afin de développer de nouveaux dispositifs micro-ondes planaires intégrés. Pour cela, on fait appel à la technique de la matrice exponentielle généralisée, dans le domaine spectral, en utilisant la méthode de *Galerkin* [35].

IV.2. Propagation dans un diélectrique anisotrope

L'anisotropie peut être intrinsèque (causée par la structure cristalline du milieu) ou extrinsèque (causée par l'application d'un champ électrique ou magnétique externe).

Les relations constitutives pour les milieux anisotropes sont données par :

$$\overline{D} = \overline{\overline{\varepsilon}} \cdot \overline{E} \tag{IV.1}$$

Où $\overline{\overline{\varepsilon}}$ est le tenseur de permittivité.

$$\overline{B} = \overline{\overline{\mu}} \cdot \overline{H} \tag{IV.2}$$

Où $\overline{\overline{\mu}}$ est le tenseur de perméabilité.

Un milieu peut être électriquement anisotrope s'il est représenté par une permittivité tensorielle et une perméabilité scalaire, ou magnétiquement anisotrope dans le cas inverse. Comme il peut avoir une anisotropie électrique et magnétique si $\overline{\overline{\varepsilon}}$ et $\overline{\overline{\mu}}$ sont tous les deux de forme tensorielle [1].

Comme $\overline{\overline{\varepsilon}}$ est symétrique, il est possible de le diagonaliser par une transformation orthogonale, c'est-à-dire qu'il est possible de choisir trois axes mutuellement perpendiculaires appelés axes principaux, tels que le tenseur diélectrique est diagonal selon ces axes. Autrement dit, si on désigne par x; y; z les axes principaux, le tenseur diélectrique prend la forme suivante [33] :

$$\overline{\overline{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix}$$

Les relations constitutives pour les milieux bi-anisotropes sont données par [36] :

$$\overline{D} = \overline{\overline{\varepsilon}} \cdot \overline{E} + \overline{\overline{\xi}} \cdot \overline{H} = \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} \cdot \overline{E} + \begin{bmatrix} \xi_x & 0 & 0 \\ 0 & \xi_y & 0 \\ 0 & 0 & \xi_z \end{bmatrix} \cdot \overline{H} \tag{IV.3}$$

$$\overline{B} = \overline{\overline{\eta}} \cdot \overline{E} + \overline{\overline{\mu}} \cdot \overline{H} = \begin{bmatrix} \eta_x & 0 & 0 \\ 0 & \eta_y & 0 \\ 0 & 0 & \eta_z \end{bmatrix} \cdot \overline{E} + \begin{bmatrix} \mu_x & 0 & 0 \\ 0 & \mu_y & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} \cdot \overline{H} \tag{IV.4}$$

IV.3. L'approche Full-wave dans le domaine spectral

Cette méthode fait usage de la transformée de *Fourier* qui permet de ramener les équations complexes rencontrées dans le domaine spatial à des formes simples et plus maniables dans le domaine spectral. *Itoh* et *Mittra* [2], [37], [38] ont, en particulier, développé une étude dans le "domaine spectral". Cette étude comporte des transformées de *Fourier* afin de faire passer l'expression du champ du domaine spatial réel à un domaine à nouvelles variables (transformées).

IV.3.1. Solution par la méthode de Galerkin [37], [39], [40]

La formulation du problème, pour cette méthode, est similaire à celle de la méthode de l'équation intégrale dans le domaine spatial présentée dans la section I.7.2.1, mais cette fois les conditions aux limites sont appliquées dans le domaine spectral (ou domaine de transformée de *Fourier*).

A la place du système d'équations intégrales couplées, on obtient le système d'équations algébriques suivant [6], [10] :

$$G_{11}(\alpha,\beta)\tilde{I}_x(\alpha)+G_{12}(\alpha,\beta)\tilde{I}_z(\alpha)=\tilde{U}_1(\alpha)+\tilde{U}_2(\alpha) \tag{IV.5.a}$$

$$G_{21}(\alpha,\beta)\tilde{I}_x(\alpha)+G_{22}(\alpha,\beta)\tilde{I}_z(\alpha)=\tilde{V}_1(\alpha)+\tilde{V}_2(\alpha) \tag{IV.5.b}$$

Avec :

$$\begin{cases} \tilde{U}_1(\alpha)=\int_{-\infty}^{-W/2} u(x)\exp(j\alpha x)dx \\ \tilde{U}_2(\alpha)=\int_{W/2}^{+\infty} u(x)\exp(j\alpha x)dx \end{cases} \tag{IV.6}$$

$$\begin{cases} \tilde{V}_1(\alpha)=\int_{-\infty}^{-W/2} v(x)\exp(j\alpha x)dx \\ \tilde{V}_2(\alpha)=\int_{W/2}^{+\infty} v(x)\exp(j\alpha x)dx \end{cases} \tag{IV.7}$$

Les fonctions G_{ij} sont données par [6], [10] :

$$G_{11} = \frac{1}{\det}\left[F_1 b_{22} + \frac{\alpha\beta}{k_1^2 - \beta^2} b_{12} \right] \tag{IV.8.a}$$

$$G_{12} = \frac{b_{12}}{\det} \tag{IV.8.b}$$

$$G_{21} = \frac{\gamma_2}{\det}\left[F_1 b_{21} + \frac{\alpha\beta}{k_1^2 - \beta^2} b_{11} \right] \tag{IV.8.c}$$

$$G_{22} = \frac{\gamma_2 b_{11}}{\det} \tag{IV.8.d}$$

$u(x)$ et $v(x)$ sont définies telles que [6] :

$$E_{z2}(x,h) = \begin{cases} 0 & -w/2 < x < w/2 \\ j\dfrac{k_2^2 - \beta^2}{\beta} u(x) & \textit{Ailleurs} \end{cases} \tag{IV.9}$$

$$\frac{d}{dy} H_{z2}(x,h) = \begin{cases} 0 & -w/2 < x < w/2 \\ j\dfrac{k_2^2 - \beta^2}{\beta} v(x) & \textit{Ailleurs} \end{cases} \tag{IV.10}$$

La résolution du système (IV.5) par la méthode de *Galerkin* nécessite le développement des composantes transversale et longitudinale des courants $\tilde{I}_x$ et $\tilde{I}_z$, en utilisant des fonctions de bases $\tilde{I}_{xn}$, $\tilde{I}_{zn}$ telles que :

$$\begin{cases} \tilde{I}_x(\alpha) = \sum_{n=1}^{M} c_n \tilde{I}_{xn}(\alpha) \\ \tilde{I}_z(\alpha) = \sum_{n=1}^{N} d_n \tilde{I}_{zn}(\alpha) \end{cases} \tag{IV.11}$$

Les fonctions de base $\tilde{I}_{xn}(\alpha)$ et $\tilde{I}_{zn}(\alpha)$ sont choisies telles que leurs transformées inverses de *Fourier* existent seulement sur le ruban.

Après la substitution de (IV.11) dans (IV.5), nous obtenons l'équation matricielle suivante [6]:

$$\sum_{n=1}^{M} K_{m,n}^{(1.1)} c_n + \sum_{n=1}^{N} K_{m,n}^{(1.2)} d_n = 0 \qquad m = 1, 2 \ldots N \qquad \text{(IV.12.a)}$$

$$\sum_{n=1}^{M} K_{m,n}^{(2.1)} c_n + \sum_{n=1}^{N} K_{m,n}^{(2.2)} d_n = 0 \qquad m = 1, 2 \ldots M \qquad \text{(IV.12.b)}$$

Avec :

$$K_{m,n}^{(1,1)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{I}_{zm}(\alpha) G_{11}(\alpha, \beta) \tilde{I}_{xn}(\alpha) d\alpha \qquad \text{(IV.13.a)}$$

$$K_{m,n}^{(1,2)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{I}_{zm}(\alpha) G_{12}(\alpha, \beta) \tilde{I}_{zn}(\alpha) d\alpha \qquad \text{(IV.13.b)}$$

$$K_{m,n}^{(2,1)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{I}_{xm}(\alpha) G_{21}(\alpha, \beta) \tilde{I}_{xn}(\alpha) d\alpha \qquad \text{(IV.13.c)}$$

$$K_{m,n}^{(2,2)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{I}_{xm}(\alpha) G_{22}(\alpha, \beta) \tilde{I}_{zn}(\alpha) d\alpha \qquad \text{(IV.13.d)}$$

La constante de propagation β est obtenue par la résolution de l'équation résultante de l'annulation du déterminant du système d'équations (IV.12).

Dans cette méthode, les résultats obtenus dépendent du choix des fonctions de base et des valeurs de *M* et *N*, de plus la précision de ces résultats peut être augmentée en choisissant des valeurs de *M* et *N* plus élevées.

VI.4. Géométrie du problème [29], [30], [31]

Les caractéristiques constitutives des milieux chiraux et chiroferrites peuvent être données sous forme de relations constitutives généralisées suivantes :

$$D^{(i)} = \varepsilon_0 \left[\varepsilon^{(i)}\right] E^{(i)} + \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \left[\xi^{(i)}\right] H^{(i)} \qquad \text{(IV.14.a)}$$

$$B^{(i)} = \mu_0 \left[\mu^{(i)}\right] H^{(i)} + \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \left[\eta^{(i)}\right] E^{(i)} \qquad \text{(IV.14.b)}$$

$i = 1, 2, 3 \ldots, N.$

Où $[\varepsilon^{(i)}], [\mu^{(i)}]$, $[\xi^{(i)}]$ et $[\eta^{(i)}]$ sont respectivement les tenseurs de permittivité relative et de perméabilité relative, les paramètres magnétoélectriques pour la $i^{\text{ème}}$ couche.

Dans le système des coordonnées cartésiennes, les tenseurs de permittivité relative, de perméabilité relative et des paramètres magnétoélectriques sont donnés par [33], [34] :

$$[\varepsilon^{(i)}] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx}^{(i)} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy}^{(i)} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz}^{(i)} \end{bmatrix} \tag{IV.15.a}$$

$$[\mu^{(i)}] = \begin{bmatrix} \mu_{xx}^{(i)} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy}^{(i)} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz}^{(i)} \end{bmatrix} \tag{IV.15.b}$$

$$[\xi^{(i)}] = [\eta^{(i)}]^* \begin{bmatrix} \xi_{xx}^{(i)} & 0 & 0 \\ 0 & \xi_{yy}^{(i)} & 0 \\ 0 & 0 & \xi_{zz}^{(i)} \end{bmatrix} \tag{IV.15.c}$$

D'après la théorie des groupes de symétrie magnétique, les quatre tenseurs constitutifs pour le chiroferrite bi-anisotrope doivent être sous la forme matricielle suivante [41] :

$$[c^{(i)}] = \begin{bmatrix} c_{xx}^{(i)} & c_{xy}^{(i)} & 0 \\ c_{yx}^{(i)} & c_{yy}^{(i)} & 0 \\ 0 & 0 & c_{zz}^{(i)} \end{bmatrix} \tag{IV.16}$$

Avec $c = \varepsilon, \mu, \xi, \eta$.

Et $c_{xx}^{(i)} = c_{yy}^{(i)}$ et $c_{xy}^{(i)} = -c_{yx}^{(i)}$ pour $c = \varepsilon, \mu$.

On doit noter que les formes qui suivent sont aussi utilisées pour décrire les caractéristiques constitutives du chiroferrite :

$$[c^{(i)}] = \begin{bmatrix} c_{xx}^{(i)} & 0 & 0 \\ 0 & c_{yy}^{(i)} & c_{yz}^{(i)} \\ 0 & c_{zy}^{(i)} & c_{zz}^{(i)} \end{bmatrix} \tag{IV.17}$$

Avec $c = \varepsilon, \mu, \xi, \eta$.

Et $c_{yy}^{(i)} = c_{zz}^{(i)}$, $c_{yz}^{(i)} = -c_{zy}^{(i)}$.

$$\left[c^{(i)}\right]=\begin{bmatrix} c_{xx}^{(i)} & 0 & c_{xz}^{(i)} \\ 0 & c_{yy}^{(i)} & 0 \\ c_{zx}^{(i)} & 0 & c_{zz}^{(i)} \end{bmatrix} \quad \text{(IV.18)}$$

Avec $c=\varepsilon,\mu,\xi,\eta$.

Et $c_{xx}^{(i)}=c_{zz}^{(i)}$, $c_{xz}^{(i)}=-c_{zx}^{(i)}$.

Il est bien connu que les composites chiral de *Faraday* (FCM) par exemple les chiroferrites et les chiroplasmas, représentent un groupe important de matériaux bi-anisotropes. Dans ces types de matériaux, les paramètres de chiralité et de gyrotropie sont présentés simultanément. Lorsqu'on applique un champ magnétique statique $\vec{H}_0^{(i)}$ d'une orientation arbitraire $(\varphi_0^{(i)},\theta_0^{(i)})$ sur un milieu chiroferrite, les quatre tenseurs constitutifs de ce dernier peuvent être représentés par les formes matricielles suivantes :

$$\left[\varepsilon^{(i)}\right]=\varepsilon^{(i)}\overline{\overline{I}} \quad \text{(IV.19.a)}$$

$$\left[\mu^{(i)}\right]=\begin{bmatrix} \mu_{xx}^{(i)} & \mu_{xy}^{(i)} & \mu_{xz}^{(i)} \\ \mu_{yx}^{(i)} & \mu_{yy}^{(i)} & \mu_{yz}^{(i)} \\ \mu_{zx}^{(i)} & \mu_{zy}^{(i)} & \mu_{zz}^{(i)} \end{bmatrix} \quad \text{(IV.19.b)}$$

$$\left[\xi^{(i)}\right]=\left[\eta^{(i)}\right]^{*}=jk^{(i)}\overline{\overline{I}} \quad \text{(IV.19.c)}$$

$i=1,2\ldots N$.

VI.5. La méthode de la matrice exponentielle généralisée [11]

Dans cette étude, on fait appel à la technique de la matrice exponentielle généralisée dans le domaine spectral.

En appliquant la transformée de *Fourier* définie par [29], [30], [35], [41] :

$$\tilde{\psi}(\alpha,\beta;z)=\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\psi(x,y;z)e^{j(\alpha x+\beta y)}dxdy \quad \text{(IV.20.a)}$$

$$\psi(x,y;z)=\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\tilde{\psi}(\alpha,\beta;z)e^{-j(\alpha x+\beta y)}d\alpha d\beta \quad \text{(IV.20.b)}$$

Aux équations de *Maxwell* suivantes :

$$\nabla\times\overline{H}^{(i)}=j\omega\left\{\varepsilon_0\left[\varepsilon^{(i)}\right]\overline{E}^{(i)}+\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\left[\xi^{(i)}\right]\overline{H}^{(i)}\right\} \quad \text{(IV.21.a)}$$

$$\nabla\times\overline{E}^{(i)}=-j\omega\left\{\mu_0\left[\mu^{(i)}\right]\overline{H}^{(i)}+\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\left[\eta^{(i)}\right]\overline{E}^{(i)}\right\} \quad \text{(IV.21.b)}$$

Et d'après la technique de la matrice exponentielle généralisée dans le domaine spectral, les composantes du champ transversal dans chaque couche du substrat anisotrope multicouche chiral, ferrite ou chiroferrite peuvent être représentées par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d\left[\tilde{f}^{(i)}(\alpha,\beta;z)\right]}{dz}=\left[p^{(i)}\right]_{4\times4}\left[\tilde{f}^{(i)}(\alpha,\beta;z)\right], \qquad i=1,2,3... \tag{IV.22}$$

Avec :

$$\left[\tilde{f}^{(i)}(\alpha,\beta;z)\right]=\begin{bmatrix}\tilde{E}_x^{(i)}(\alpha,\beta;z)\\ \tilde{E}_y^{(i)}(\alpha,\beta;z)\\ \tilde{H}_x^{(i)}(\alpha,\beta;z)\\ \tilde{H}_y^{(i)}(\alpha,\beta;z)\end{bmatrix} \tag{IV.23}$$

Les éléments $p_{11}\dots p_{44}$ de la matrice $\left[p^{(i)}\right]_{4\times4}$ sont tirés à partir des équations (IV.14), et ont les formes mentionnées dans l'appendice1.

La solution générale de l'équation différentielle sera donc sous la forme suivante :

$$\left[\tilde{f}^{(i)}(\alpha,\beta;z)\right]=\left[T^{(i)}(z)\right]_{4\times4}\left[\tilde{f}^{(i)}(\alpha,\beta;0)\right] \tag{IV.24}$$

La matrice $\left[T^{(i)}(z)\right]_{4\times4}$ doit relier les champs électromagnétiques tangentiels sur le plan z aux champs tangentiels sur le plan z = 0 dans la $i^{ème}$ couche, et au niveau de chaque couche, $\left[T^{(i)}(z)\right]_{4\times4}$ est calculée sous la forme d'une matrice exponentielle [29].

Si on considère le cas d'une ligne microruban avec blindage et substrat multicouche chiral, ferrite, chiroferrite de la figure suivante :

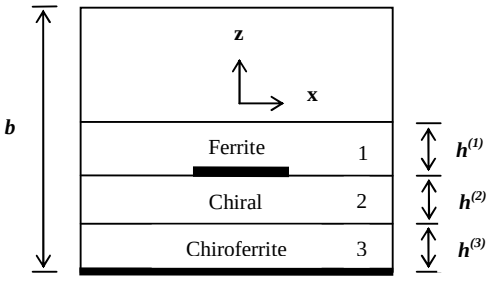


Fig. IV.1. Ligne microruban multicouche (chiral – ferrite - chiroferrite).

On trouve que les composantes du champ transversal dans le plan $z=-h^{(1)}$ peuvent être données par les expressions suivantes :

$$\left[\tilde{f}^{(1)}\left(\alpha,\beta;-h^{(1)}\right)\right]=\left[t^{(1)}\right]_{4\times4}\left[\tilde{f}^{(0)}\left(\alpha,\beta;0\right)\right] \qquad \text{(IV.25.a)}$$

$$\left[\tilde{f}^{(2)}\left(\alpha,\beta;-h^{(1)}\right)\right]=\left[t^{(2)}\right]_{4\times4}\left[\tilde{f}^{(3)}\left(\alpha,\beta;-h^{(2)}-h^{(3)}\right)\right] \qquad \text{(IV.25.b)}$$

$$\left[t^{(1)}\right]_{4\times4}=\left[T^{(1)}\left(-h^{(1)}\right)\right]_{4\times4},\qquad \left[t^{(2)}\right]_{4\times4}=\left[T^{(3)}\left(h^{(3)}\right)\right]_{4\times4}\left[T^{(2)}\left(h^{(2)}\right)\right]_{4\times4} \qquad \text{(IV.25.c)}$$

Où $\left[\tilde{f}^{(0)}\left(\alpha,\beta;0\right)\right]$ représente Les composantes du champ transversal dans le plan $z=0$ de la partie $z\in\left[0,d_0\right]$, avec $d_0=b-h^{(1)}-h^{(2)}-h^{(3)}$.

Cette fonction peut être dérivée à l'aide de la théorie de potentiel.

Par l'application des conditions aux limites sur l'interface entre la couche de chiral et de ferrite c'est à dire pour $z=-h^{(1)}$, un ensemble d'équations matricielles peut être obtenu.

Ainsi on aboutit à une expression de la fonction d'impédance de *Green* [11], [40] :

$$\begin{bmatrix}\tilde{\tilde{G}}_{xx}\left(\alpha,\beta\right) & \tilde{\tilde{G}}_{xy}\left(\alpha,\beta\right)\\ \tilde{\tilde{G}}_{yx}\left(\alpha,\beta\right) & \tilde{\tilde{G}}_{yy}\left(\alpha,\beta\right)\end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix}\tilde{J}_{xs}\\ \tilde{J}_{ys}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\tilde{\tilde{E}}_{x}\left(\alpha\right)\\ \tilde{\tilde{E}}_{y}\left(\alpha\right)\end{bmatrix} \qquad \text{(IV.26)}$$

D'où les expressions de $\tilde{\tilde{G}}_{xx},\tilde{\tilde{G}}_{yy},\tilde{\tilde{G}}_{xy},\tilde{\tilde{G}}_{yx}$ sont données dans l'appendice2.

Dans l'équation (IV.26) $\tilde{J}_{xs}$ et $\tilde{J}_{ys}$ sont les densités de courant électrique de surface sur le ruban dans le plan $z=-h^{(1)}$ pour $0<\left|x\right|<w/2$, où w est la largeur du ruban.

Dans le but d'obtenir la constante de propagation, on fait appel à la procédure de *Galerkin*.

Dans un premier temps, $\tilde{J}_{xs}$ et $\tilde{J}_{ys}$ sont représentées sous forme d'une somme de fonctions de base, et après quelques opérations on obtient un système d'équations matricielles, afin de déterminer la constante de propagation $\beta(\omega)$ c'est-à-dire :

$$\det\begin{bmatrix}K_{xx}^{mn}\left(\beta\right) & K_{xy}^{mn}\left(\beta\right)\\ K_{yx}^{mn}\left(\beta\right) & K_{yy}^{mn}\left(\beta\right)\end{bmatrix}=0 \qquad \text{(IV.27)}$$

Les éléments $K_{xx}^{mn}\left(\beta\right)$, $K_{xy}^{mn}\left(\beta\right)$, $K_{yx}^{mn}\left(\beta\right)$, $K_{yy}^{mn}\left(\beta\right)$ peuvent être dérivés en utilisant le théorème de Parceval et exprimés sous forme de séries discrètes infinies [29], et à partir de l'équation (IV.27) on peut tirer la constante de propagation $\beta(\omega)$.

IV.6. Résultats et commentaires

Wolff et Yin [29], [30], [31], [35], [41], ont montré que la présence d'un substrat multicouche chiral – ferrite – chiroferrite a un effet remarquable sur les caractéristiques de propagation d'une ligne microruban.

Pour étudier les différents effets de la gyrotropie et la chiralité sur les caractéristiques de propagation de cette structure on s'est basé sur les modèles proposés par Wolff et Yin [29], [30], où la méthode de la matrice exponentielle généralisée dans le domaine spectral a été employée, le logiciel *MATLAB* (version 7) [42], [43], [44] a été utilisé lors du calcul des différents paramètres.

IV.6.1. Effet des paramètres de chiralité

Dans la figure IV.2 on trouve le premier modèle de la ligne microruban multicouche avec blindage, où le substrat diélectrique est formé de trois couches différentes.

La première et la troisième couche sont respectivement en chiroferrite et en ferrite, avec un champ de polarisation statique H_0 de 0,3 Oersted. Le champ $H_0^{(1)}$ dans la première couche est appliqué suivant l'axe (oz) d'où les angles de polarisation $\theta_0^{(1)} = 0°$ et $\varphi_0^{(1)} = 90°$, tandis que dans la troisième couche $H_0^{(3)}$ est appliqué suivant l'axe (ox) selon les angles de polarisation $\theta_0^{(3)} = 90°$ et $\varphi_0^{(3)} = 90°$, la deuxième couche est en chiral bi-anisotrope.

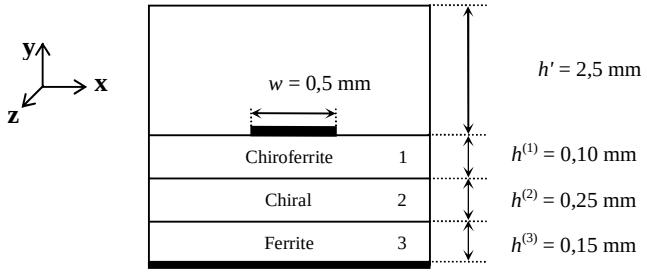


Fig. IV.2. Ligne microruban blindée avec substrat multicouche chiroferrite – chiral - ferrite.

Les variations de la constante de propagation normalisée $\beta_{+,-}/k_0$ du mode dominant en fonction de la fréquence pour l'onde progressive et rétrograde dans cette structure sont présentées dans la figure IV.3.

Les courbes (a) et (b) correspondent aux variations des paramètres de chiralité dans la deuxième couche tels que :

(a) $\xi_{xx}^{(2)} = \xi_{yy}^{(2)} = \xi_{zz}^{(2)} = j10^{-6}$.

(b) $\xi_{xx}^{(2)} = j0{,}8$, $\xi_{yy}^{(2)} = j0{,}5$, $\xi_{zz}^{(2)} = j0{,}7$.

Où $[\xi] = [\eta]^*$, et i = 2 désigne la région 2 (substrat chiral).

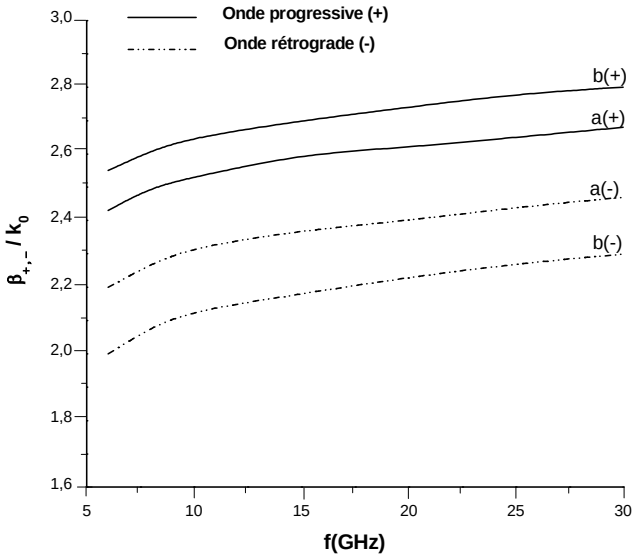


Fig. IV.3. La constante de propagation normalisée pour l'onde progressive et rétrograde en fonction de la fréquence.

On remarque que la différence de déphasage $\Delta\beta = (\beta_+ - \beta_-)$, varie en fonction de la fréquence, de plus la variation de $\beta_{+,-}/k_0$ est presque linéaire sur la plage de fréquence de 20 à 30 GHz.

Il est clair que lorsque la valeur des paramètres de chiralité $\xi_{xx,yy,zz}^{(2)}$, ($\eta_{xx,yy,zz}^{(2)}$) augmente, cela entraîne un écartement entre les courbes de β_+ et β_- correspondant à l'onde progressive et rétrograde, qui se traduit par une augmentation du déphasage $\Delta\beta$, ce qui veut dire que $\Delta\beta$ est fortement contrôlé par les paramètres de chiralité pour des fréquences entre 6 et 30 GHz.

D'autre part, on doit noter que pour les structures à substrat de ferrite non-réciproque, la valeur de la constante de propagation pour l'onde progressive est plus importante que celle de l'onde rétrograde [29], [45].

De plus les études numériques ont montré que les constantes de propagation β_+ et β_- répondent aux relations suivantes [29], [46] :

$$\beta_{\pm}\left(\varphi_0^{(i)},\theta_0^{(i)},\left[\xi^{(i)}\right],\left[\eta^{(i)}\right]\right)=\beta_{\mp}\left(180°-\varphi_0^{(i)},180°-\theta_0^{(i)},\left[\eta^{(i)}\right],\left[\xi^{(i)}\right]\right) \quad \text{(IV.28)}$$

$$\Delta\beta\left(\varphi_0^{(i)},\theta_0^{(i)},\left[\xi^{(i)}\right],\left[\eta^{(i)}\right]\right)=-\Delta\beta\left(180°-\varphi_0^{(i)},180°-\theta_0^{(i)},\left[\eta^{(i)}\right],\left[\xi^{(i)}\right]\right) \quad \text{(IV.29)}$$

$$\varepsilon_{eff\pm}\left(\varphi_0^{(i)},\theta_0^{(i)},\left[\xi^{(i)}\right],\left[\eta^{(i)}\right]\right)=\varepsilon_{eff\mp}\left(180°-\varphi_0^{(i)},180°-\theta_0^{(i)},\left[\eta^{(i)}\right],\left[\xi^{(i)}\right]\right) \quad \text{(IV.30)}$$

Où $\varepsilon_{eff\pm}=\left(\beta_{\pm}^2/k_0^2\right)$ représente la permittivité effective des ondes progressives et rétrogrades respectivement.

Il est clair que les équations IV.28, 29, 30 n'ont pas de relation avec la fréquence de fonctionnement, l'emplacement du ruban, les dimensions géométriques du ruban, et le substrat, c'est-à-dire le nombre et l'épaisseur de chaque couche.

D'autre part, les résultats obtenus sont justes pour une structure ouverte de même géométrie et paramètres constitutifs.

IV.6.2. Effet hybride de la gyrotropie et la chiralité

On considère une ligne microruban avec blindage de mêmes dimensions géométriques que celles de la figure IV.2, en utilisant deux couches de ferrite magnétisé et une couche de chiral bianisotrope que représente la figure IV.4.

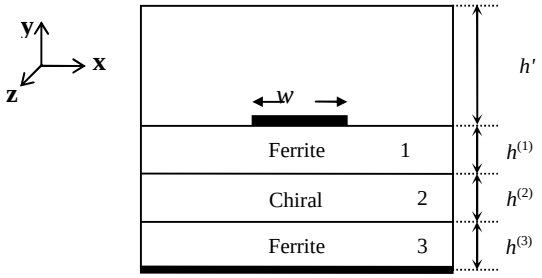


Fig. IV.4. Ligne microruban blindée avec substrat multicouche ferrite - chiral - ferrite.

Pour les deux couches de ferrite, le champ de polarisation magnétique appliqué H_0 = 0,3 Oers, est parallèle au plan x-y ($\theta_0 = 90°$), mais avec différents angles de polarisation

($\varphi_0^{(1)} = 45°, \varphi_0^{(3)} = 135°$), tandis que pour la couche de chiral on utilise trois formes de paramètres de chiralité correspondant aux courbes (a), (b), et (c) de la figure IV.5 :

(a) $\xi_{xx}^{(2)} = j0{,}4$; $\xi_{yy}^{(2)} = j0{,}2$; $\xi_{zz}^{(2)} = j0{,}3$.

(b) $\xi_{xx}^{(2)} = j0{,}8$; $\xi_{yy}^{(2)} = j0{,}5$; $\xi_{zz}^{(2)} = j0{,}7$.

(c) $\xi_{xx}^{(2)} = \xi_{yy}^{(2)} = j0{,}4$; $\xi_{zz}^{(2)} = j0{,}3$; $\xi_{xy}^{(2)} = -\xi_{yx}^{(2)} = 0{,}5$.

La figure IV.5 représente les variations de $\beta_{+,-}/k_0$ en fonction de la fréquence pour l'onde progressive et rétrograde.

D'après la figure IV.5 on remarque que pour les courbes (a) et (b), le phénomène du modèle précédent est toujours juste, c'est à dire que lorsque la valeur des éléments des tenseurs $\bar{\xi}$ et $\bar{\eta}$ augmentent, $\Delta\beta$ augmente davantage avec la fréquence.
Tandis que pour le cas de la courbe (c), on remarque que $\Delta\beta$ diminue et tend vers zéro lorsque on va à des fréquences plus élevées, ce qui veut dire que la ligne microruban devient presque réciproque.

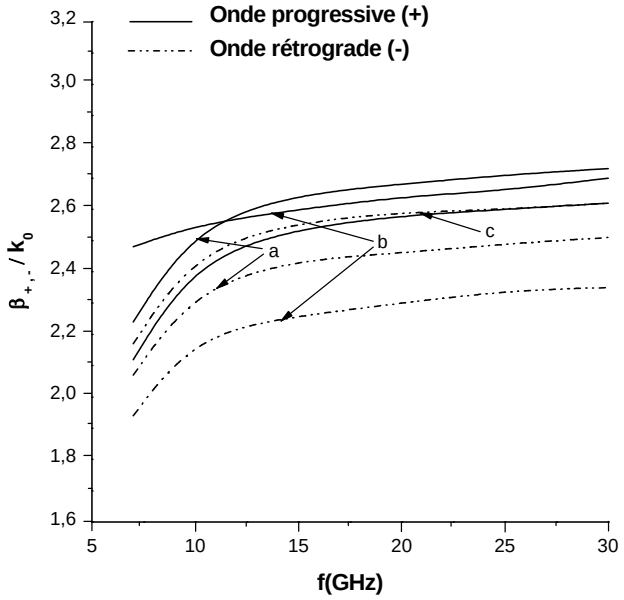


Fig. IV.5. La constante de propagation normalisée pour l'onde progressive et rétrograde en fonction de la fréquence.

Pour mieux étudier les différents effets sur $\beta_{+,-}/k_0$ et $\Delta\beta$ on change la forme de la structure et on considère un autre modèle qui est la ligne microruban couplée. La géométrie de cette structure est présentée dans la figure IV.6.

Le substrat diélectrique de cette ligne est formé de deux couches, la première est en chiral bianisotrope et la seconde en ferrite non-réciproque.

Les résultas numériques (figure IV.7) représentent l'effet hybride de la gyrotropie et la chiralité sur les caractéristiques de dispersion de l'onde progressive et rétrograde en mode pair pour la structure présentée à la figure IV.6.

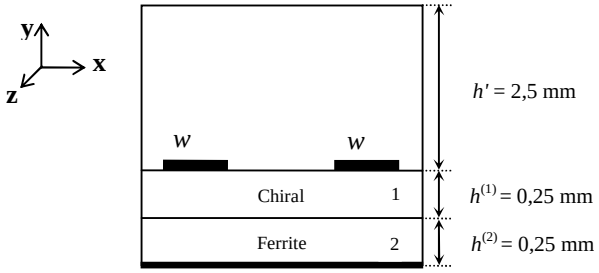


Fig. IV.6. Ligne microruban couplée en parallèle avec blindage et un double substrat chiral – ferrite.

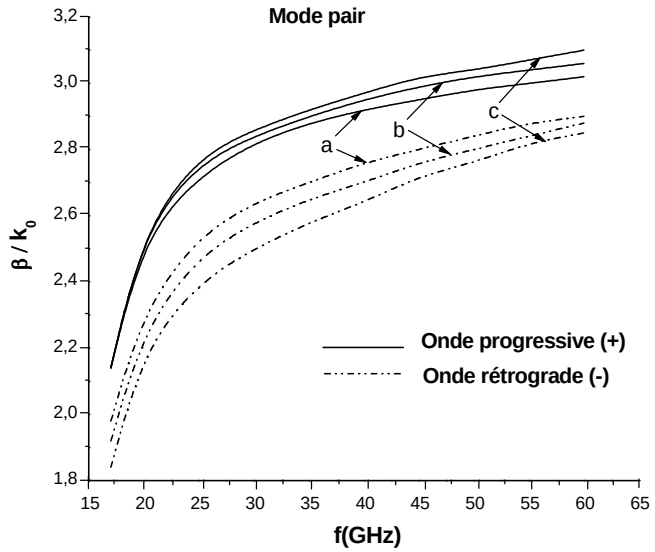


Fig. IV.7 Effet hybride de la gyrotropie et la chiralité sur $\beta_{+,-}/k_0$ dans une ligne microruban couplée en mode pair.

Les valeurs des paramètres de chiralité correspondant aux courbes (a), (b), et (c) sont :

(a) : $\xi_{xx}^{(1)} = j0{,}5$; $\xi_{yy}^{(1)} = j0{,}3$; $\xi_{zz}^{(1)} = j0{,}4$.

(b) : $\xi_{xx}^{(1)} = j0{,}8$; $\xi_{yy}^{(1)} = j0{,}5$; $\xi_{zz}^{(1)} = j0{,}6$.

(c) : $\xi_{xx}^{(1)} = j1{,}0$; $\xi_{yy}^{(1)} = j0{,}7$; $\xi_{zz}^{(1)} = j0{,}8$.

La couche de ferrite est polarisée par un champ $H_0 = 1{,}5$ Oers, orienté selon $\theta_0^{(2)} = \varphi_0^{(2)} = 90°$.

Les variations de $\beta_{+,-}/k_0$ de la figure IV.7 montrent qu'en plus des paramètres de chiralité, β_+, β_- et $\Delta\beta$ sont en fonction de plusieurs autres facteurs tels que la fréquence de fonctionnement, l'intensité et l'orientation du champ de polarisation, les dimensions géométriques de la structure, la largeur et la position du ruban. D'autre part, on peut montrer que les mêmes conclusions peuvent être tirées en mode impair.

IV.6.3. Effet de l'orientation du champ de polarisation

Pour pouvoir analyser cet effet on a gardé la même structure de la figure IV.6 (ligne microruban couplée avec blindage), et on a étudié les variations de $\beta_{+,-}/k_0$ en fonction de l'angle de polarisation $\theta_0^{(2)}$ en mode pair, cela est présenté dans la figure IV.8.

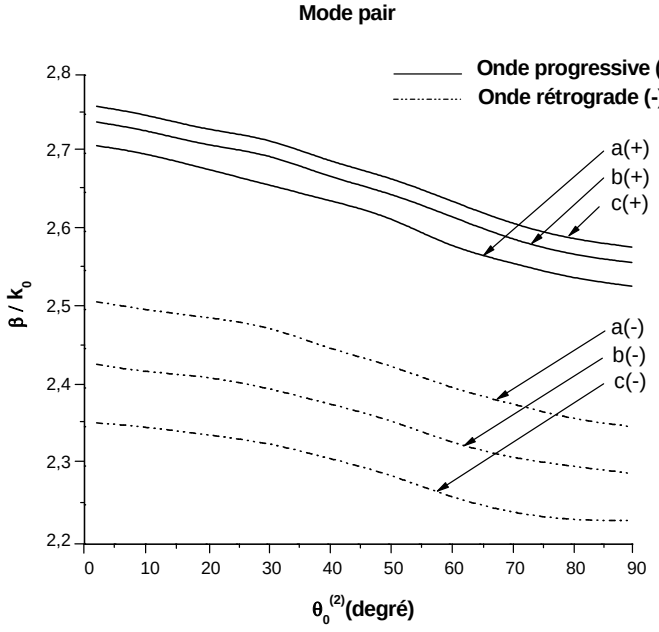


Fig. IV.8. La constante de propagation normalisée en fonction de l'angle de polarisation $\theta_0^{(2)}$ en mode pair pour une ligne microruban couplée multicouche avec blindage.

La fréquence de fonctionnement utilisée est de 20GHz, le champ H_0 qui polarise la couche de ferrite est orienté avec un angle $\varphi_0^{(2)} = 90$, en plus on garde les mêmes valeurs des paramètres de chiralité du modèle précédent qui correspondent aux courbes (a), (b), et (c).

La figure IV.8 montre que la valeur de la constante de propagation normalisée $\beta_{+,-}/k_0$ de l'onde progressive et rétrograde pour cette ligne microruban couplée, est fortement sensible aux variations de l'angle de polarisation $\theta_0^{(2)}$.

On remarque que lorsque $\theta_0^{(2)}$ varie de 0° à 90°, les courbes de $\beta_{+,-}/k_0$ prennent une trajectoire décroissante de sorte qu'elles soient au maximum quand $\theta_0^{(2)}$ = 0° et au minimum pour $\theta_0^{(2)}$ = 90°, en plus la différence de déphasage $\Delta\beta = (\beta_+ - \beta_-)$ pour les courbes (a), (b), et (c) est toujours influencée par les paramètres de chiralité selon le même phénomène, c'est à dire que $\Delta\beta$ devient plus important avec la croissance de la valeur des éléments $\xi_{xx,yy,zz}^{(1)}$.

Pour étudier les variations de la constante de propagation normalisée $\beta_{+,-}/k_0$ en fonction de l'angle de polarisation azimutal φ_0 en mode pair et impair, on a utilisé la ligne microruban couplée de la figure IV.9, où la fréquence de fonctionnement est toujours *f* = 20GHz.

Dans cette structure on utilise deux couches, la première en ferrite non-réciproque magnétisée par un champ de polarisation de 1.5 Oersted et un angle de polarisation $\theta_0^{(1)} = 90°$, et la deuxième en chiral bi-anisotrope.

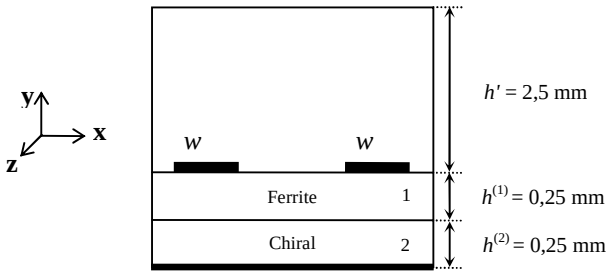


Fig. IV.9. Ligne microruban couplée en parallèle avec blindage et un double substrat ferrite – chiral.

Les différents paramètres de chiralité correspondant aux courbes (a), (b), (c) sont :

(a) : $\xi_{xx}^{(2)} = \xi_{yy}^{(2)} = j0{,}7$; $\xi_{zz}^{(2)} = j0{,}5$.

(b) : $\xi_{xx}^{(2)} = \xi_{yy}^{(2)} = j0{,}7$; $\xi_{zz}^{(2)} = j0{,}5$.

(c) : $\xi_{xx}^{(2)} = \xi_{yy}^{(2)} = j1{,}1$; $\xi_{zz}^{(2)} = j0{,}8$.

Avec $\left[\xi^{(2)}\right]=\left[\eta^{(2)}\right]^{*}$, l'indice *i* = 1, 2 désigne la couche ferrite et chiral respectivement.

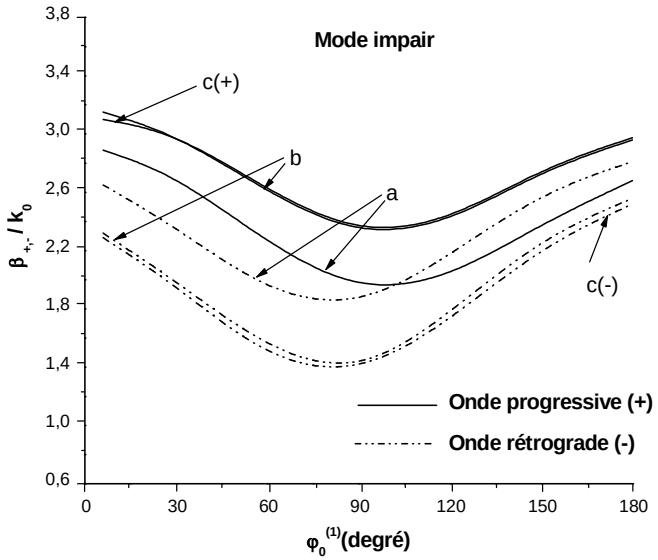


Fig. IV.10.a. La constante de propagation normalisée $\beta_{+,-}/k_0$ en fonction de l'angle de polarisation azimutal $\varphi_0^{(1)}$ en mode impair.

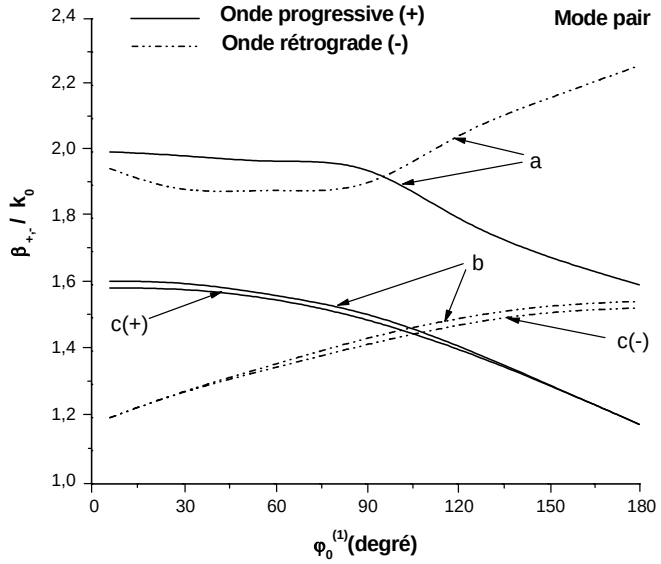


Fig. IV.10.b. La constante de propagation normalisée $\beta_{+,-}/k_0$ en fonction de l'angle de polarisation azimutal $\varphi_0^{(1)}$ en mode pair.

Les figures IV.10.a, IV.10.b montrent que les différentes valeurs des paramètres de chiralité dans cette structure ont donné trois types de courbe pour chaque mode (pair et impair) en fonction de l'angle de polarisation azimutal $\varphi_0^{(1)}$ variant de 0° à 180° dans le plan x-y.

Il est clair dans la figure IV.10.a, que pour le mode impair, une certaine oscillation du rapport $\beta_{+,-}/k_0$ par rapport à l'angle de polarisation azimutal $\varphi_0^{(1)}$ s'est produite, et on remarque que le minimum est presque atteint lorsque $\varphi_0^{(1)}$ = 90°, de plus β/k_0 pour l'onde progressive augmente avec l'accroissement des paramètres de chiralité, tandis que pour l'onde rétrograde il se produit l'inverse en même temps. Cela veut dire que pour cette structure, la différence de déphasage $\Delta\beta = (\beta_+ - \beta_-)$ en mode impair devient de plus en plus large de même que dans le cas des figures IV.7 et IV.8.

D'autre part, en comparant les courbes (b) et (c) dans les deux cas (pair, impair), on trouve que l'effet des paramètres de chiralité sur $\beta_{+,-}/k_0$ et $\Delta\beta$ n'est pas si important malgré l'augmentation considérable de $\xi_{xx.yy.zz}$ et $\eta_{xx.yy.zz}$.

IV.6.4. Effet dû aux variations du champ de polarisation

Dans ce cas on varie la valeur du champ de polarisation au lieu de changer son orientation, la figure IV.11 représente la structure utilisée (ligne microruban bilatérale couplée en parallèle avec blindage), cette ligne peut supporter les différents modes : pair-pair, pair-impair, impair-pair, impair-impair.

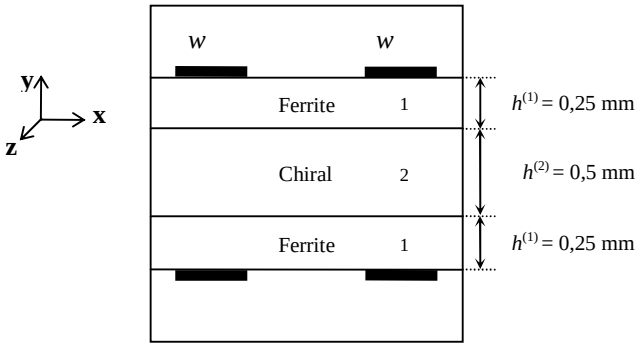


Fig. IV.11. Ligne microruban bilatérale couplée en parallèle avec substrat multicouche ferrite - chiral – ferrite.

Les deux couches de ferrite utilisées sont polarisées par un champ H_0 orienté avec un angle de polarisation $\theta_0^{(1)} = 90°$.

Les différentes valeurs du champ de polarisation correspondant aux courbes (a), (b), (c), et (d) de la figure IV.12 sont respectivement : 0.1, 0,6, 1.5 et 2.5 Oers.

La deuxième couche est en chiral bi-anisotrope où les éléments du tenseur [$\xi^{(2)}$] sont :

$\xi_{xx}^{(2)} = j0{,}8$, $\xi_{yy}^{(2)} = j0{,}5$; $\xi_{zz}^{(2)} = j0{,}7$.

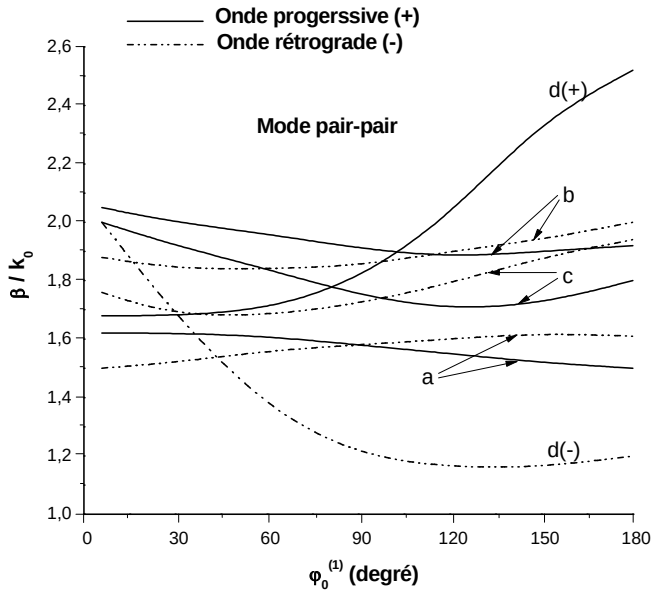


Fig. IV.12. Effet du champ de polarisation sur $\beta_{+,-}/k_0$ en mode pair - pair.

Il est clair, dans la figure IV.12, que la constante de propagation normalisée $\beta_{+,-}/k_0$ et la différence de déphasage $\Delta\beta$ peuvent être contrôlés en variant la valeur du champ de polarisation. Par exemple, quand l'orientation du champ de polarisation H_0 atteint l'angle $\varphi_0^{(1)}$= 180° pour une valeur de 2.5 Oersted, c'est-à-dire le cas de la courbe (d), $\Delta\beta$ devient très important par rapport à celui des courbes (a), (b) et (c).

IV.6.5. Analyse d'une la ligne à ailettes multicouches

Wolff et Yin [29], [30], ont montré qu'en plus de la gyrotropie et la chiralité, la largeur de fente *w* dans une ligne à ailettes (fin line) a une grande influence sur la permittivité effective $\varepsilon_{eff} = (\beta/k_0)^2$ et la constate de propagation normalisée β/k_0 [47], [48], [49].

En se basant sur les modèles proposés par Yin et Li [30], on a étudié l'influence de l'emploi d'un substrat multicouche chiral - ferrite sur les caractéristiques de propagation d'une ligne à ailettes, la figure IV.13 représente les différentes structures utilisées.

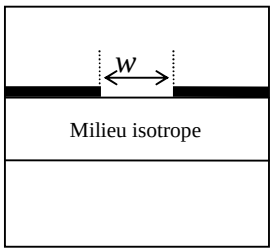


Fig. IV.13.a. Ligne à ailettes unilatérale avec substrat isotrope.

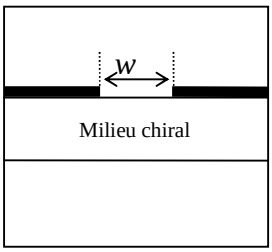
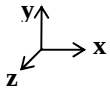


Fig. IV.13.b. Ligne à ailette unilatérale avec substrat chiral.



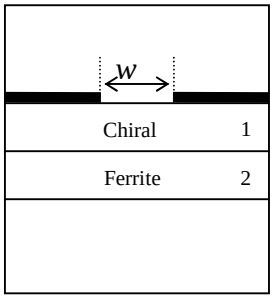


Fig. IV.13.c. Ligne à ailettes unilatérale avec double substrat chiral - ferrite.

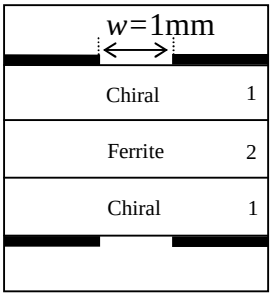


Fig. IV.13.d. Ligne à ailettes bilatérale avec substrat multicouche chiral - ferrite – chiral.

Fig. IV.13. Lignes à ailettes avec différents types de substrats.

IV.6.5.1. Influence de la largeur de fente sur la permittivité effective

Les résultas de la figure IV.14 déterminent la relation entre la permittivité effective et la largeur de la fente *w* de la ligne à ailettes avec substrat isotrope de la figure IV.13.a, pour trois fréquences de fonctionnement : (a) : f_1 = 20GHz, (b) : f_2 = 30GHz, et (c) : f_3 = 40GHz.

D'après la figure IV.14, on remarque que la permittivité effective ε_{eff} s'affaiblit lorsque la largeur de fente devient de plus en plus large, d'autre part elle est plus importante pour des fréquences élevées.

IV.6.5.2. Effet de la chiralité et la gyrotropie sur la permittivité effective

Dans la figure IV.15, on remarque l'influence de l'emploi du substrat chiral sur les variations de la permittivité effective ε_{eff} de la ligne à ailettes unilatérale de la figure IV.13.b.

Pour chaque fréquence de fonctionnement (20, 30 et 40 GHz), on varie les valeurs des paramètres de chiralité κ de 0,5 à 0,8, on remarque que cette augmentation des paramètres de chiralité a pour effet de diminuer la valeur de la permittivité effective ε_{eff} . D'autre part, cette diminution devient plus importante lorsque on va à des fréquences de fonctionnement plus élevées ce qui est clair à f = 40 GHz.

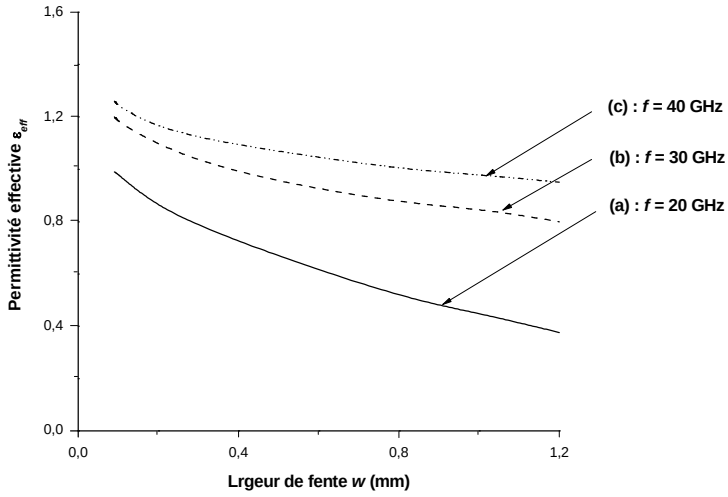


Fig. IV.14. Effet de la largeur de fente sur la permittivité effective dans une ligne à ailettes avec substrat isotrope.

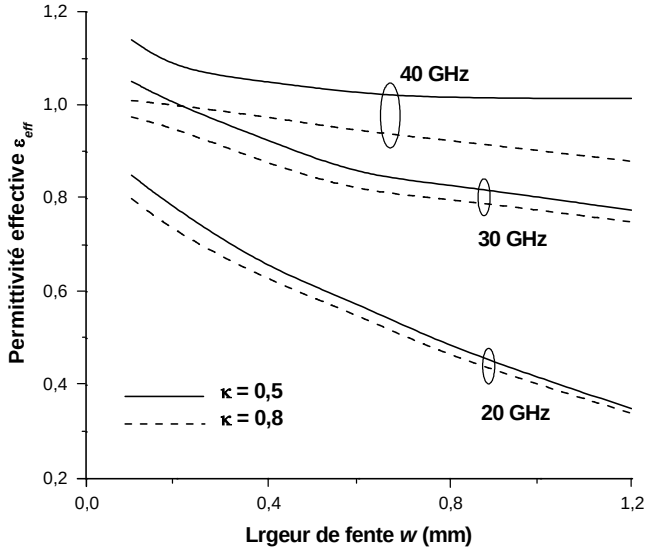


Fig. IV.15. Effet de la chiralité sur la permittivité effective dans une ligne à ailettes unilatérale avec substrat chiral.

Ensuite on considère le modèle de la figure IV.13.c, où le substrat de la ligne à ailettes unilatérale est composé de deux milieux, le premier en chiral et le second en ferrite, la figure IV.16 représente l'effet hybride de l'emploi de la gyrotropie et la chiralité sur les variations de la permittivité effective de cette structure.

Les résultats numériques sont calculés pour une fréquence de fonctionnement de 40 GHz, un champ de polarisation statique de 0.3 Oersted et d'orientation selon les angles de polarisation $\theta_0^{(2)} = 90°$, $\varphi_0^{(2)} = 0°$, les paramètres de chiralité $\kappa^{(1)}$ varient de 0,5 à 0,8.

Il est clair, selon la figure IV.16, que pour une fréquence de fonctionnement très élevée, et pour une forte chiralité, la permittivité effective ε_{eff} diminue rapidement avec une augmentation de la largeur de la fente.

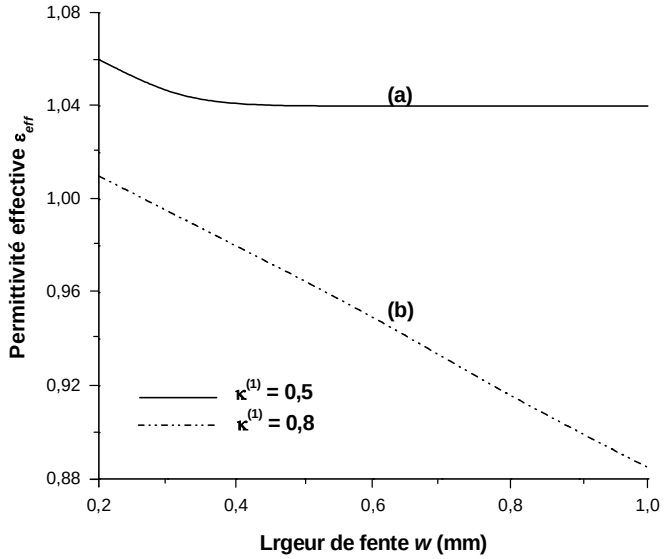


Fig. IV.16. La permittivité effective en fonction de la largeur de fente dans une ligne à ailettes unilatérale avec double substrat chiral - ferrite.

IV.6.5.3. Influence de la magnétisation sur la constante de propagation

Finalement la figure IV.17 illustre les variations de la constate de propagation normalisée β_+/k_0 en fonction de la fréquence en mode pair pour la ligne à ailettes bilatérale avec substrat multicouche chiral - ferrite – chiral de la figure IV.13.d.

Dans la couche de ferrite le champ de polarisation statique H_0 est orienté selon les angles de polarisation $\theta_0^{(2)} = 90°$, $\varphi_0^{(2)} = 0°$.

Pour chaque valeur du paramètre de chiralité $\kappa^{(1)}$ = 0,5 et $\kappa^{(1)}$ = 0,8 on varie la valeur du champ de polarisation de 0,3 Oers à 1,0 Oers correspondant aux courbes (a) et (b) de la figure IV.17 respectivement.

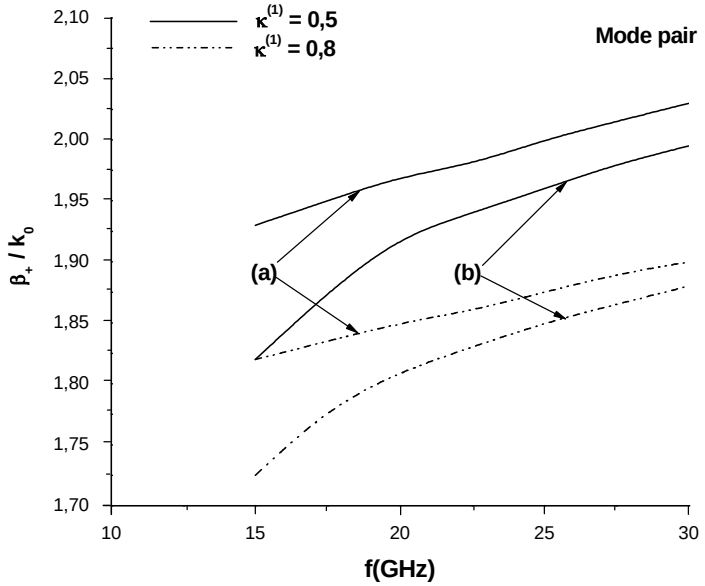


Fig. IV.17. La constante de propagation normalisée en fonction de *f* (GHz) en mode pair pour une ligne à ailettes bilatérale avec substrat multicouche chiral – ferrite - chiral.

En comparant les courbes (a) et (b) de la figure IV.17, on constate que la constante de propagation normalisée β_+/k_0 peut être fortement contrôlée en variant la valeur du champ de polarisation, de sorte qu'elle diminue avec une élévation de ce dernier pour des fréquences de fonctionnement différentes. De plus, β_+/k_0 diminue également au moment où la valeur du paramètre de chiralité $\kappa^{(1)}$ augmente.

On voit aussi qu'il y a une bonne concordance entre nos résultats et ceux publiés par Yin et Wolff dans les références [29], [30].

D'autre part, les mêmes conclusions peuvent être tirées pour la propagation en mode impair.

IV.7. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons examiné l'effet hybride de la gyrotropie et la chiralité sur les caractéristiques de propagation dans certains types de lignes de transmission planaires avec blindage, en particulier la ligne microruban et la ligne à ailettes.

D'après les résultats de simulation, on peut conclure que la constante de propagation normalisée β/k_0 et la permittivité effective ε_{eff} peuvent être fortement contrôlées par plusieurs facteurs tels que la fréquence de fonctionnement, la valeur et l'orientation du champ de polarisation, les dimensions géométriques de la structure, la largeur et la position du ruban.

Les résultats numériques ont montré que la constante de propagation normalisée β/k_0 pour l'onde progressive est plus importante que celle de l'onde rétrograde, en plus la différence de déphasage $\Delta\beta$ varie en fonction de la fréquence de sorte qu'elle devient plus large lors de l'emploi d'un substrat de forte chiralité.

L'effet de la gyrotropie apparaît lors de l'emploi du ferrite non-réciproque polarisé par un champ magnétique statique orienté selon les angles de polarisation θ_0 et φ_0, de sorte que la constante de propagation normalisée β/k_0 diminue lorsque l'angle de polarisation θ_0 varie de 0° à 90°, d'autre part, $\Delta\beta$ augmente avec la valeur du champ de polarisation et est maximum pour un angle de polarisation azimutal φ_0 =180°.

L'étude expérimentale [30], [47], [48], [49], [50] a montré que la permittivité effective ε_{eff} dans une ligne à ailettes s'affaiblit avec l'élargissement de la largeur de fente w, d'autre part elle est plus importante pour des fréquences de fonctionnement plus élevées.

L'utilisation de substrat bi-anisotrope de forte chiralité a pour effet de diminuer la valeur de ε_{eff}. Cette diminution devient plus importante avec l'augmentation de la fréquence de fonctionnement. De plus, β/k_0 lors de l'emploi de substrat multicouche chiral- ferrite peut être contrôlée en variant à la fois le champ de polarisation et les valeurs des paramètres de chiralité.

Il est possible d'arriver à des résultats similaires dans le cas des structures qui peuvent supporter les modes pair et impair. De plus, les phénomènes étudiés pour les structures blindées restent valables pour le cas des structures ouvertes.

Enfin, cette méthode numérique peut être utilisée dans l'étude des différents comportements du mode dominant ou des modes d'ordres supérieurs dans des lignes microrubans avec substrat chiral-ferrite plus complexe.

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail nous avons effectué des recherches théoriques et numériques sur les effets hybrides de la gyrotropie et de la chiralité sur les caractéristiques de propagation de quelques structures et lignes de transmission planaire avec substrat multicouche chiral – chiroferrite - ferrite. A cet effet, nous avons choisi la méthode de la matrice exponentielle généralisée dans le domaine spectral (GEMT in the spectral domain), cette approche est basée sur l'écriture des champs en mode hybride et des conditions de continuité aux interfaces aboutissant à des systèmes généralement traités par la technique de *Galerkin*.

Cette méthode présente de nombreux avantages par rapport aux méthodes conventionnelles qui travaillent dans le domaine spatial parmi lesquelles on cite :

- Les fonctions de Green qui présentent des formes simples dans le domaine de *Fourier* contrairement au domaine spatial où leur forme est parfois impossible à identifier.
- La nature physique du champ électromagnétique est directement incorporée dans le processus de résolution via le choix des fonctions de base.
- La précision peut être systématiquement améliorée en augmentant la taille de la matrice associée au système d'équations linéaires.

Dans ce cadre, une étude détaillée sur les lignes de transmission planaires, en particulier la ligne microruban, a été effectuée dans le premier chapitre.

Les caractéristiques essentielles des milieux chiraux et leurs effets sur le comportement des champs électromagnétiques ont été présentées dans le deuxième chapitre.

Dans le troisième chapitre on a étudié presque la majorité des phénomènes physiques qui peuvent être produits dans le ferrite au cours de la propagation d'une onde électromagnétique tels que la résonance gyromagnétique et le phénomène de la non réciprocité. L'introduction du ferrite a amélioré les caractéristiques de la ligne microruban, car ce dernier ne diffère pas du diélectrique mais présente surtout de faibles pertes, ce matériau est doté d'une anisotropie dont la variation dépend uniquement et simplement d'un changement de la magnétisation et ses propriétés.

Enfin, la quatrième partie a été réservée à la présentation de nombreux résultats d'analyse sur l'effet hybride de la gyrotropie et la chiralité sur les caractéristiques de propagation en mode dominant (constante de propagation et permittivité effective) pour plusieurs modèles de ligne microruban multicouche chiral – ferrite - chiroferrite. Les résultats numériques obtenus ont

montré un bon accord par rapport à ceux disponibles dans les revues spécialisées des micro-ondes.

Néanmoins, dans le domaine des applications des milieux chiral bianisotrope et ferrite non réciproque, il existe de réelles perspectives de miniaturisation de plusieurs dispositifs. Ce qui nécessite encore beaucoup d'efforts de recherche notamment dans le domaine des ondes millimétriques pour assurer la caractérisation de ces milieux par des techniques pratiques, le développement de modèles numériques en trois dimensions pour l'analyse des dispositifs multicouches chiral - ferrite, la conception et la réalisation de circuits intégrés complets d'émission et de réception en télécommunications (20 GHz et plus) incluant des déphaseurs, des isolateurs et des circulateurs, …

APPENDICE 1

$$p_{11}^{(i)} = -jk_0\left\{\eta_{yx}^{(i)} - \frac{k_{y0}}{h^{(i)}}\left[\varepsilon_{zz}^{(i)}\mu_{yz}^{(i)} - k_{x0}\xi_{zz}^{(i)}\right]\right\}$$

$$p_{12}^{(i)} = -jk_0\left\{\eta_{yy}^{(i)} - \frac{k_{x0}}{h^{(i)}}\left[\varepsilon_{zz}^{(i)}\mu_{yz}^{(i)} + k_{x0}\xi_{zz}^{(i)}\right]\right\}$$

$$p_{13}^{(i)} = -jk_0\left\{\eta_0\left\{\mu_{yx}^{(i)}\right\} - \frac{1}{h^{(i)}}\left\{-k_{x0}\left[\mu_{zz}^{(i)}k_{y0} + \xi_{zz}^{(i)}\mu_{zx}^{(i)}\right] + \mu_{yz}^{(i)}\left[\varepsilon_{zz}^{(i)}\mu_{zx}^{(i)} + \eta_{zz}^{(i)}k_{y0}\right]\right\}\right\}$$

$$p_{14}^{(i)} = -jk_0\eta_0\left\{\mu_{yy}^{(i)} + \frac{1}{h^{(i)}}\left\{-k_{x0}\left[\mu_{zz}^{(i)}k_{x0} - \xi_{zz}^{(i)}\mu_{zy}^{(i)}\right] - \mu_{yz}^{(i)}\left[\varepsilon_{zz}^{(i)}\mu_{zy}^{(i)} - \eta_{zz}^{(i)}k_{x0}\right]\right\}\right\}$$

$$p_{21}^{(i)} = jk_0\left\{\eta_{xx}^{(i)} - \frac{k_{y0}}{h^{(i)}}\left[\varepsilon_{zz}^{(i)}\mu_{xz}^{(i)} + k_{y0}\xi_{zz}^{(i)}\right]\right\}$$

$$p_{22}^{(i)} = jk_0\left\{\eta_{xy}^{(i)} + \frac{k_{x0}}{h^{(i)}}\left[\varepsilon_{zz}^{(i)}\mu_{xz}^{(i)} + k_{y0}\xi_{zz}^{(i)}\right]\right\}$$

$$p_{23}^{(i)} = jk_0\eta_0\left\{\mu_{xx}^{(i)} - \frac{1}{h^{(i)}}\left\{k_{y0}\left[\mu_{zz}^{(i)}k_{y0} + \xi_{zz}^{(i)}\mu_{zx}^{(i)}\right] + \mu_{xz}^{(i)}\left[\varepsilon_{zz}^{(i)}\mu_{zx}^{(i)} + \eta_{zz}^{(i)}k_{y0}\right]\right\}\right\}$$

$$p_{24}^{(i)} = jk_0\eta_0\left\{\mu_{xy}^{(i)} + \frac{1}{h^{(i)}}\left\{k_{y0}\left[\mu_{zz}^{(i)}k_{x0} - \xi_{zz}^{(i)}\mu_{zy}^{(i)}\right] - \mu_{xz}^{(i)}\left[\varepsilon_{zz}^{(i)}\mu_{zy}^{(i)} - \eta_{zz}^{(i)}k_{x0}\right]\right\}\right\}$$

$$p_{31}^{(i)} = jk_0\left[\varepsilon_{yx}^{(i)} + \frac{k_{x0}k_{y0}}{h^{(i)}}\varepsilon_{zz}^{(i)}\right]\Big/\eta_0\,,$$

$$p_{32}^{(i)} = jk_0\left[\varepsilon_{yy}^{(i)} - \frac{k_{x0}^2}{h^{(i)}}\varepsilon_{zz}^{(i)}\right]\Big/\eta_0$$

$$p_{33}^{(i)} = jk_0\left\{\xi_{yx}^{(i)} + \frac{k_{x0}}{h^{(i)}}\left[\varepsilon_{zz}^{(i)}\mu_{zx}^{(i)} + k_{y0}\eta_{zz}^{(i)}\right]\right\}$$

$$p_{34}^{(i)} = jk_0\left\{\xi_{yy}^{(i)} + \frac{k_{x0}}{h^{(i)}}\left[\varepsilon_{zz}^{(i)}\mu_{zy}^{(i)} - \eta_{zz}k_{x0}\right]\right\},$$

$$p_{41}^{(i)} = -jk_0\left[\varepsilon_{xx}^{(i)} - \frac{k_{y0}^2}{h^{(i)}}\varepsilon_{zz}^{(i)}\right]\Big/\eta_0$$

$$p_{42}^{(i)} = -jk_0\left[\varepsilon_{xy}^{(i)} - \frac{\varepsilon_{zz}^{(i)}k_{x0}k_{y0}}{h^{(i)}}\right]\Big/\eta_0\ ,$$

$$p_{43}^{(i)} = jk_0\left\{-\xi_{xx}^{(i)} + \frac{k_{y0}}{h^{(i)}}\left[\varepsilon_{zz}^{(i)}\mu_{zx}^{(i)} + k_{y0}\eta_{zz}^{(i)}\right]\right\}$$

$$p_{44}^{(i)} = jk_0\left\{-\xi_{xy}^{(i)} + \frac{k_{y0}}{h^{(i)}}\left[\varepsilon_{zz}^{(i)}\mu_{zy}^{(i)} - k_{x0}\eta_{zz}^{(i)}\right]\right\}$$

Où

$k_{x0} = \alpha/k_0\,,\quad k_{y0} = \beta/k_0\,,\quad k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\,,\quad h^{(i)} = \varepsilon_{zz}^{(i)}\mu_{zz}^{(i)} - \xi_{zz}^{(i)}\eta_{zz}^{(i)}$

APPENDICE 2

$$\tilde{G}_{xx} = \left(X_{11}Q_{12} - X_{12}Q_{11}\right)/\Delta, \quad \tilde{G}_{xy} = \left(X_{11}Q_{22} - X_{12}Q_{21}\right)/\Delta$$
$$\tilde{G}_{yx} = \left(X_{21}Q_{12} - X_{22}Q_{11}\right)/\Delta, \quad \tilde{G}_{yy} = \left(X_{21}Q_{22} - X_{22}Q_{21}\right)/\Delta$$

Où

$$\Delta = \left(Q_{11}Q_{22} - Q_{12}Q_{21}\right)$$

$$X_{11} = t_{13}^{(2)}P_1 + t_{14}^{(2)}P_3\ ,\ \ X_{12} = t_{13}^{(2)}P_2 + t_{14}^{(2)}P_4\ ,\ \ X_{21} = t_{23}^{(2)}P_1 + t_{24}^{(2)}P_3\ ,\ \ X_{22} = t_{23}^{(2)}P_2 + t_{24}^{(2)}P_4$$

$$Q_{11} = t_{33}^{(2)}P_1 + t_{34}^{(2)}P_3 - a_{31}^{(1)},\ Q_{12} = t_{33}^{(2)}P_2 + t_{34}^{(2)}P_4 - a_{32}^{(1)}$$
$$Q_{21} = t_{43}^{(2)}P_1 + t_{44}^{(2)}P_3 - a_{41}^{(1)},\ Q_{22} = t_{43}^{(2)}P_2 + t_{44}^{(2)}P_4 - a_{42}^{(1)}$$

Avec

$$P_1 = \left(a_{11}^{(1)}t_{24}^{(2)} - a_{21}^{(1)}t_{14}^{(2)}\right)/\Delta_1\ ,\ P_2 = \left(a_{12}^{(1)}t_{24}^{(2)} - a_{22}^{(1)}t_{14}^{(2)}\right)/\Delta_1$$
$$P_3 = \left(a_{21}^{(1)}t_{13}^{(2)} - a_{11}^{(1)}t_{23}^{(2)}\right)/\Delta_1\ ,\ P_4 = \left(a_{22}^{(1)}t_{13}^{(2)} - a_{12}^{(1)}t_{23}^{(2)}\right)/\Delta_1$$

$$\Delta_1 = t_{13}^{(2)}t_{24}^{(2)} - t_{14}^{(2)}t_{23}^{(2)}$$

$$a_{q1}^{(1)} = t_{q1}^{(1)}\alpha_1 + t_{q2}^{(1)}\alpha_3 + t_{q3}^{(1)}\alpha_5 + t_{q4}^{(1)}\alpha_7,\ a_{q2}^{(1)} = t_{q1}^{(1)}\alpha_2 + t_{q2}^{(1)}\alpha_4 + t_{q3}^{(1)}\alpha_6 + t_{q4}^{(1)}\alpha_8,\ q = 1,2,3,4$$

$$\begin{bmatrix} \alpha_1 & \alpha_2 \\ \alpha_3 & \alpha_4 \\ \alpha_5 & \alpha_6 \\ \alpha_7 & \alpha_8 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha\gamma_0 \sinh(\gamma_0 d_0)/(\omega\varepsilon) & j\beta \sinh(\gamma_0 d_0) \\ \beta\gamma_0 \sinh(\gamma_0 d_0)/(\omega\varepsilon) & -j\alpha \sinh(\gamma_0 d_0) \\ -j\beta \cosh(\gamma_0 d_0) & \alpha\gamma_0 \cosh(\gamma_0 d_0)/(\omega\mu) \\ j\alpha \cosh(\gamma_0 d_0) & \beta\gamma_0 \cosh(\gamma_0 d_0)/(\omega\mu) \end{bmatrix}$$

$$\gamma_0 = \left(\alpha^2 + \beta^2 - k_0^2\right)^{1/2}$$

REFERENCES

[1] Fred Gardiol, "Hyperfréquences, vol. XIII du Traité d'électricité", PPUR, CH-1015 Lausanne, Suisse, (Edition 1990).

[2] T.C. Edwards, "Conception des circuits micro ondes", Collection Technologies, série électronique, Masson, 1984.

[3] Stephen C. Thierauf, "High-Speed Circuit Board Signal Integrity", Artech House, Inc. Boston • London, 2004.

[4] Bihane Mohamed, "Contribution à l'étude des dispositifs planaires micro-ondes à ferrites pour des applications en télécommunications", Thèse de Magister en Télécommunications de l'université Abou-Bakr Belkaïd-Tlemcen, (2006).

[5] Paul F. Combes, "Micro-ondes", Dunod, Paris, 1996.

[6] K.C. Gupta, R. Garg, I. Bahl, "Microstrip Lines and Slotlines", Artech House, Boston • London, ($2^{éme}$ éd 1996).

[7] E. O. Hammerstad, and F. Bekkadal, "A microstrip handbook", ELAB Report, STF44 A74169, University of Trondheim, Norway, February 1975.

[8] M. V. Schneider, "microstrip lines for microwave integrated circuits", Bell Syst, Tech, J. 48, 1421-1444, 1969.

[9] N. Melizi, "Analyse des sensibilités des structures microruban par l'approche Full-wave", Thèse de Magister, UFA de Sétif, 2004.

[10] F. Boukerroum, "Caractérisation de la ligne à microruban par l'approche Full-wave et la méthode de Galerkin dans le domaine spectral", Thèse de Magister, UFA de Sétif, 2000.

[11] Tatsuo Itoh, "Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures", John Wiley & Sons, Inc, USA, 1989.

[12] Sophocles J. Orfanidis, "Electromagnetic Waves and Antennas", ECE department Rutger University, 94 Brett Road, 2000.

[13] A. Amrouche, " Etude et simulation de structures à guides d'ondes multicouches avec substrat en chiral", Thèse de Magister, UFA de Sétif, 2006.

[14] N. Engheta, D. L. Jaggard and M. W. Kowarz, "Electromagnetic waves in Faraday chiral media", IEEE Trans. Antennas Propagation, AP-40(4), 367-374 (1992)

[15] Clifford M. Krowne, "Electromagnetic Properties of Nonreciprocal Composite Chiral-Ferrite Media", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol.41, N°.9, pp.1289-1295**,** September 1993.

[16] Cheng-Wei Qiu, Hai-Ying Yao, Le-Wei Li, and Tat-Soon Yeo, "Waves in magnetoelectrically chiral media: propagation, impedance, and negative refraction", Physical Review B75, 155120, (2007).

[17] Cheng-Wei Qiu, Hai-Ying Yao, Le-Wei Li, and Saïd Zouhdi, "Properties of Faraday chiral media : Green dyadics and negative refraction", Physical Review B74, 155110, (2006).

[18] Cheng-Wei Qiu, Hai-Ying Yao, Le-Wei Li, and Tat-Soon Yeo, "Routes to left-handed materials by magnetoelectric couplings", Physical Review B75, 245214, (2007).

[19] Michael S. Kluskens and Edward H. Newman, "A Microstrip Line on a Chiral Substrate", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.39, N°11, November 1991, pp.1889-1891.

[20] Oliver Reynet, "Métamatériaux à base d'éléments ferromagnétiques et électroniques", Thèse de doctorat de l'Université de Bretagne Occidentale, Septembre 2003.

[21] M. E. Brodwin, "Propagation in ferrite-filled microstrip", IRE Trans, Microwave Theory Tech, 6, 1958, 152-155.

[22] Paul F. Combes, "Ondes métriques et centimétriques", 3ème éd Dunod, 1985.

[23] Ludovic Pinier, "Nouveaux grenats ferrimagnétiques à basse température de frittage pour applications micro-ondes", Thèse de doctorat de l'école polytechnique, 2006.

[24] Stéphane Mallegol, "Caractérisation et application de matériaux composites nanostructures a la réalisation de dispositifs non réciproques", Thèse de doctorat de l'Université de Bretagne Occidentale, 2003.

[25] Matthieu Valetas, "Couches minces magnétiques pour applications hyperfréquences", Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, 2003.

[26] Shiban K. Koul, Bharathi Bhat, "Microwave and millimeter wave phase shifters", Volume I, "Dielectric and ferrite phase shifters". Artech Howse, Boston. London.

[27] LEO THOUREL, "Dispositifs a ferrites pour micro-ondes", Masson, 1969.

[28] C. Zebiri, "Etude et simulation de structures à guides d'ondes multicouches", Thèse de Magister, UFA de Sétif, 2004.

[29] Wen-Yan Yin, Le-Wei Li and Ingo Wolff, "The compatible effects of gyrotropy and chirality in biaxially bianisotropic chiral- and chiroferrite-ferrite microstrip line structures", Int. J. Numer. Model. 12, 209-227 (1999).

[30] Wen-Yan Yin, Le-Wei Li, and Mook-Seng Leong,"Hybrid effects of gyrotropy and chirality in chiral-ferrite fin lines", John Wiley & Sons, Inc. Microwave Opt Technol Lett, Vol. 25, N°.1, 40-44 (2000).

[31] W.Y.Yin, G.H.Nan, and I.Wolff, "The combined effects of chiral operation in multilayered bianisotropic substrates", Progress In Electromagnetics Research, PIER 20, 153-178, (1998).

[32] Lezhu Zhou, and Lionel E. Davis, "Finite-Element Method with Edge Elements for Waveguides Loaded with Ferrite Magnetized in Arbitrary Direction", IEEE Transactions On microwave theory and techniques, Vol. 44, N° 6, June 1996.

[33] Zhenglian Cai, J. Bornemann, "Generalized spectral-domain analysis for multilayered complex media and high-T_c superconductor applications", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.40, N°12, pp.2251-2257, December 1992.

[34] George W. Hanson, "A Numerical Formulation of Dyadic Green's Functions for Planar Bianisotropic Media with Application to Printed Transmission lines", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.44, N°01, pp.144-151, January 1996.

[35] Yin.W.Y, Guo.B, Gan.Y.B, Li.L.W, Wolff.I, "Constitutive parameter effects in some multilayered bianisotropic microstrip lines: clarification of magnetic groups of symmetry", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol.150, N°01, pp.18-22, Feb 2003.

[36] John L. Tsalamengas, "Interaction of Electromagnetic Waves with General Bianisotropic Slabs", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.40, N°10, pp.1870-1878, October 1992.

[37] T. Itoh, and R. Mittra, "Spectral-domain approach for calculating the dispersion characteristics of microstrip lines", IEEE Trans, MTT-21, N°7, 496-499, July 1973.

[38] T. Itoh, and R. Mittra, "A technique for computing dispersion characteristics of shielded microstrip lines", IEEE Trans, MTT-22, 896-898, October 1974.

[39] J. B. Knorr, "Spectral-Domain Calculation of Microstrip Characteristics Impedance", IEEE Trans, Vol. MTT-23, pp. 725-728, 1975.

[40] Ramesh Garg, P. Bhartia, I. Bahl, A. Ittipiboon, "Microstrip Antenna Design Handbook", Artech House, Inc, Boston • London, 2001.

[41] Wen-Yan Yin, Le-Wei Li, and Mook-Seng Leong, "The Dispersion Features of Bianisotropic Microstrip Lines Governed by Some Magnetic Symmetry Groups", IEEE Microwave Conference, Vol.2, pp.566-569, Nov 1999.

[42] Karl E. Lonngren, Sava V. Savov, "Fundamentals of Electromagnetics with MATLAB", SciTech Publishing. INC, (2005).

[43] Jean-Thierry LAPRESTÉ, "Introduction à MATLAB", Ellipses (2^{éme} éd 2005).

[44] A. Biran, M. Breiner, "MATLAB pour l'ingénieur Versions 6 et 7", Pearson Education, France, (2004).

[45] I. Y. Hsia, H. Y. Yang and N. G. Alexopoulos, "Basic properties of microstrip circuit elements on nonreciprocal substrate-superstrate structures", J. Electromagn. Waves Appl, 5(4/5), 465-476, (1991).

[46] V. A. Dmitriev, "Constitutive tensors and general properties of complex and bianisotropic media described by continuous groups of symmetry", Electron¸ Lett, 34(6), 532-534, (1998).

[47] L.P. Schmidt, T. Itoh, and H. Hofmann, "Characteristics of unilateral fin-lines structures with arbitrarily located slots", IEEE Trans Microwave Theory Tech 29, 353-355, (1981).

[48] H.C.C. Fernandes and A.J. Giarola, "Dispersion in unilateral fin lines with two dielectric layers", Proc Inst Elect Eng 131, 139-142, (1984).

[49] T.Q. Ho, and B. Beker, "Analysis of bilateral fin-lines on anisotropic substrate", IEEE Trans Microwave Theory Tech 40, 405-409, (1992).

[50] H.Y. Yang, and N.G. Alexopoulos, "Uniaxial and biaxial substrate effects of finline characteristics", IEEE Trans Microwave Theory Tech 33, 24-29, (1987).

ملخـص

فـي هذا الـعمل قمنـا بـدراسة و تـطويـر خصـائص الإنـتشـار داخـل خط ذي شريـط مـعدنـي دقيـق (ميكروستريب)، مصفح و متعدد الطبقات. و ذلك بإستعمال نظرية المصفوفة الأسية العامة و طريقة قالاركين. حيث قمنا بإدراج أوساط مختلفة (مغناطيسية فيريتية، لاإيزوتروبية مزدوجة كيرالية) داخل طبقات هذا الخط ، ثم قمنا بدراسة تأثير مميزات هذه الأوساط على تغيرات ثابت إنتشارالأمواج المباشرة و العكسبة.

Abstract

In this study, both gyrotropy and chirality are introduced in some composite bi-anisotropic chiral- and chiroferrite-ferrite microstrip line structures. The propagation characteristics are investigated using the generalized exponential technique in the spectral domain combined with the Galerkin's method. Numerical calculations are performed so as to examine the compatible effects of changing different variables associated with the operating frequency, gyrotropy and chirality parameters on the dominant mode propagation constant or the differential phase shifter of forward and backward waves. It is shown that the influences of chirality are just diverse, and it could be exploited as a new freedom to adjust the differential phase in chiral - chiroferrite - ferrite microstrip lines. Such compatible properties are useful for the design of new planar microstrip integrated devices.

Key words: Multilayered microstrip line, exponential matrix, Galerkin method, chirality, gyrotropy, propagation constant, effective dielectric constant.