

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

THESE

Présentée

**A L'UNIVERSITE DE TLEMCCEN
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE**

Pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT d'ETAT

Discipline : " Electronique"

Spécialité : " Télécommunications"

Par

FEHAM MELIANI MAGHNA

**ETUDE ET CARACTERISATION
DES DEPHASEURS PLANAIRE MICRO-ONDES A FERRITE
POUR DES APPLICATIONS EN TELECOMMUNICATIONS**

Soutenu en 2006 devant la commission d'examen :

N. BENAHMED	Maîtres de Conférences à l'Université de Tlemcen	Président
R. NAOUM	Professeur à l'Université de Sidi Bel Abbès	Examineur
F. SALAH BELKHODJA	Maîtres de Conférences à l'Université Sidi Bel Abbès	Examineur
Z. MEKKIOUI	Maîtres de Conférences à l'Université de Tlemcen	Examineur
M. FEHAM	Professeur à l'Université de Tlemcen	Directeur de Thèse

Remerciements

Cette Thèse de Doctorat a été préparée au sein du Laboratoire du Groupe STIC du Département d'Electronique de la Faculté des Sciences de l'Ingénieur de l'Université Abou Bekr Belkaid - Tlemcen.

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur le Professeur M. FEHAM pour la confiance qu'il m'a témoignée en m'accueillant dans son équipe. Je lui suis très reconnaissante pour ses qualités rares tant au niveau humain que scientifique sans lesquels le développement et l'achèvement de ces recherches et de ce manuscrit n'auraient été possibles.

Je remercie Monsieur N. BENAHMED, Maîtres de Conférences à l'université de Tlemcen, qui m'a fait l'honneur d'assumer la Présidence de ce Jury de Thèse.

Que les membres du Jury trouvent ici l'expression de ma gratitude. Tout d'abord, Monsieur R. NAOUM, Professeur à l'Université de Sidi Bel Abbès, Monsieur F. SALAH BELKHODJA Maîtres de Conférences à l'université de Sidi Bel Abbès, Madame Z. MEKKIOUI, Maîtres de Conférences à l'Université de Tlemcen, qui m'ont fait l'honneur d'avoir accepté de juger ce travail.

Je remercie également l'ensemble des enseignants et étudiants du laboratoire STIC du Département d'Electronique de la Faculté des Sciences de l'Ingénieur de l'Université Abou Bekr Belkaid - Tlemcen qui ont contribué à entretenir l'équilibre propice au déroulement de ce travail.

Enfin, j'adresse mes remerciements les plus sincères à tous ceux ou celles qui ont contribué de près ou de loin à la concrétisation de cette Thèse de Doctorat.

Table des matières

Résumé.....	ii
Remerciement.....	iv
Tables des matières.....	v
Introduction générale.....	01
Chapitre I : LE MAGNETISME ET SES APPLICATIONS	
I.1. Etude du magnétisme.....	06
I.1.1. Les origines électroniques du magnétisme.....	06
I.1.1.1. Le moment orbital.....	07
I.1.1.2. Le moment de spin.....	07
I.1.1.3. Le moment magnétique total	07
I.1.2. Les différentes classes de matériaux	08
I.1.3. Le diamagnétisme	08
I.1.4. Le paramagnétisme	09
I.1.5. Le ferromagnétisme	10
I.1.5.1. Définition	10
I.1.5.2. Température de Curie	11
I.1.5.3. Domaines magnétiques et cycle d'hystérésis.....	12
I.1.5.3.1 Domaines magnétiques	12
I.1.5.3.2 Cycle d'hystérésis	14
I.1.5.4. Energie d'anisotropie magnétocristalline	15
I.1.5.4.1 Définition	15
I.1.5.4.2 Variation de l'énergie d'anisotropie en fonction de la température.....	16
I.1.5.5. Champ démagnétisant	17
I.1.6. Le ferrimagnétisme	17
I.1.6.1. Définition	17
I.1.6.2. Les ferrites	18
I.1.6.2.1 Définition et structure	18
I.1.6.2.2 Propriétés magnétiques	19
I.2. La résonance gyromagnétique	21
I.2.1. Description.....	22

I.2.2. Définition du tenseur de Polder et de la perméabilité magnétique	24
I.2.3. La non réciprocity dans les ferrites	25
I.2.4. Les dispositifs hors résonance	27
I.3. Les ferrites utilisés aux hyperfréquences.....	27
I.3.1. Choix du matériau.....	27
I.3.2. Structure cristalline	29
I.3.3. Diagramme de phases	30
I.3.4. Propriétés magnétiques	32
I.3.4.1. Le moment magnétique.....	32
I.3.4.2. Anisotropie magnétocristalline	33
I.4. Dispositifs hyperfréquence à ferrites.....	35
I.5. Conclusion	37
Références.....	38

Chapitre II : POLARISATION MAGNETIQUE DES FERRITES

.II.1. Introductoin :.....	40
II.2. Résonance magnétique :	40
II.3. Tenseur de perméabilité pour une polarisation longitudinale :	42
II.3.1. Tenseur de perméabilité pour une polarisation à intensité arbitraire quelconque (partielle ou saturée) :.....	43
II.3.1.1. La théorie de base :.....	45
II.3.1.2. Evaluation de \vec{h}_d :.....	45
II.3.1.3. Evaluation du champ magnétique effectif statique :	46
II.4. Tenseur de perméabilité dans un ferrite polarisé arbitrairement :	50
II.5. Comportement des ondes électromagnétiques dans un ferrite pour une direction de propagation quelconque :	51
II.5.1. La biréfringence ($\theta = \pi/2$) :.....	53
II.5.2. L'effet FARADAY $\theta=0$:	53
II.6 Calcul des éléments du tenseur de perméabilité pour différentes intensités d'aimantation.....	56
II.7 Conclusion	66
Références.....	67

Chapitre III : LIGNES MICROELECTRIQUES A SUBSTRAT EN FERRITE

III.1. Introduction :	70
III.2. Définition :	70
III.3. Classification des lignes planaires :	70
III.3.1. Les lignes à bandes :	71
III.3.1.1. La ligne microbande (microstrip) :	71
III.3.1.2. La ligne triplaque :	71
III.3.1.3. La ligne à substrat suspendu (suspended substrate line) :	71
III.3.2. Les lignes à fentes :	71
III.3.2.1. La ligne à fente (slot line) :	71
III.3.2.2. La ligne coplanaire (coplanar line) :	71
III.3.2.3. La ligne à ailettes (fin line) :	71
III.4. Caractéristiques fondamentales des lignes micro-ondes :	72
III.5. Mode de propagation :	73
III.6. Méthode d'analyse de ligne microrubans :	74
III.7. Analyse des lignes micro-rubans à base de ferrite par la méthode des éléments finis (MEF) :	74
III.7.1. Equation de propagation des ondes électromagnétique :	75
III.7.1.1 Conventions générales :	75
III.7.1.2. Constante de propagation :	77
III.7.1.3. Equation de HELMHOLTZ :	77
III.7.1.4. Equation de propagation des composantes longitudinales :	78
III.7.1.5. Classification des modes de propagation :	78
III.9. Diagramme de dispersions :	78
III.9.1. Fréquence et longueur d'onde de coupure :	79
III.9.2. longueur d'onde :	80
III.9.3. Vitesse de phase et vitesse de groupe :	80
III.9.4. Détermination des modes TE et TM :	80
III.9.5. Impédance d'onde :	82
III.9.6. Détermination des modes TEM et Quasi-TEM :	82
III.9.6.1. Approximation Quasi-TEM :	82
III.9.6.2. Etablissement de l'équation de LAPLACE :	83
III.9.6.3. Validité de l'approximation quasi-TEM :	84

III.10. Energies électriques et magnétiques moyennes :	87
III.11. Paramètres caractéristiques de l'onde quasi-TEM :	88
III.11.1. Capacité et self linéique :	88
III.11.2. Résistance et conductance linéiques :	89
III.12. Impédance caractéristique :	89
III.13. Perméabilité et permittivité effectives :	90
III.14. Conclusion :	90
Références	91

Chapitre IV: APPLICATIONS ET RESULTATS

IV.1. Introduction	93
IV.2. Analyse des différentes configurations de lignes planaires à ferrite	93
IV.2.1. Lignes micro rubans simples	94
IV.2.1.1 Ligne micro ruban blindée	94
IV.2.1.2. Ligne micro ruban sans blindage	98
IV.2.2. Ligne micro ruban multicouche à substrat diélectrique-ferrite	102
IV.2.3. Coupleurs micro ondes	110
IV.2.3.1. Coupleur à deux conducteurs plans	110
IV.2.3.2. Coupleur complètement blindé	116
IV.2.3.3. Coupleur multicouche	121
IV.2.4. Guide d'ondes coplanaire à ferrite polarisé transversalement	127
IV.3. Conclusion	130
Références	132
Conclusion générale	136
Annexe A	139

Introduction Générale

Le développement des composants passifs intégrés à ferrite (déphaseurs, isolateurs, circulateurs) dans le domaine des micro-ondes constitue un enjeu essentiel pour les années futures. La réalisation de ces composants intégrés nécessite la conception et l'analyse de dispositifs à couches minces en ferrite de quelques micromètres d'épaisseur.

Depuis quelques années déjà, les contraintes de poids, de taille et de coût liées au développement rapide des réseaux locaux et à l'explosion de la téléphonie mobile grand public, ont conduit les concepteurs à vouloir intégrer certains composants passifs non réciproques comme les circulateurs ou les isolateurs. En effet, ces composants, basés sur les propriétés des ferrites (réciproques ou non réciproques), sont très employés dans tous les systèmes nécessitant une séparation des voies d'émission et de réception : radars, téléphonie mobile,...

Aussi, les déphaseurs micro-ondes à ferrite sont principalement employés dans les systèmes à réseaux d'antenne pour orienter électroniquement leurs faisceaux. Puisqu'un réseau typique d'antennes se compose de milliers d'éléments rayonnants, alors des milliers de déphaseurs sont nécessaires également. Par conséquent, on exige des déphaseurs peu coûteux et compacts qui peuvent fournir la pleine gamme de 360° du déphasage. Les déphaseurs à barreau de ferrite cylindrique (toroidal) ont d'excellentes performances électriques et sont employés pour ajuster le déphasage des antennes d'un réseau à balayage électronique. Ils profitent de la valeur élevée de leurs coefficients de qualité, de leur aptitude à véhiculer des puissances élevées, etc... Cependant, leurs inconvénients restent le poids, le grand volume, la difficulté à s'intégrer avec les circuits planaires, etc., freinant ainsi leurs emplois dans les systèmes de communication sans fil. La solution consiste donc à employer des matériaux de ferrites durs (hexaferrites) produits en couches minces pour des applications micro-ondes allant jusqu'au domaine millimétrique.

L'objectif visé dans le cadre de cette Thèse, constitue une contribution aux efforts de caractérisation, de conception et d'analyse des dispositifs micro-ondes à ferrite, en particuliers les déphaseurs à ferrite en technologie microélectronique combinant des structures en couches de diélectrique, de ferrite et de lignes planaires à rubans. Différentes configurations de déphaseurs sont étudiées en mettant en évidence leurs caractéristiques essentielles tels que les caractéristiques de dispersion, le déphasage, la réponse fréquentielle, l'influence des paramètres électriques et géométriques sur le comportement de cette réponse, l'influence de l'intensité et de la direction du champ magnétique statique appliqué au ferrite, ...

Le comportement du ferrite sous l'action d'un champ magnétique externe engendre un tenseur de perméabilité caractérisé le plus souvent pour des raisons de simplicité par les modèles de Polder ou de Schlömann. Un autre modèle appelé modèle généralisé a été mis en exergue dans ce travail afin de tirer profit de sa validité quelque soit l'intensité et la direction du champ de polarisation du ferrite.

Dans ce cadre, des outils numériques à base de la méthode des éléments finis ont été développés pour analyser en deux dimensions différentes configurations de dispositifs planaires à ferrite tels que :

- la ligne microruban simple sur substrat en ferrite ou en couches diélectrique-ferrite ouverte ou blindée,
- les coupleurs sur simple substrat en ferrite ou sur substrat multicouche diélectrique-ferrite,
- les guides d'ondes coplanaires,...

Cette caractérisation numérique des matériaux de ferrite pour des applications micro-ondes ouvre le champ à la conception et à la simulation de nouveaux prototypes de dispositifs à ferrites pour remplir des fonctions de déphaseur, d'isolateur et de circulateur, avant même leur réalisation.

Nos activités de recherche dans ce domaine, ont été regroupées dans une Thèse structurée en quatre chapitres.

Le premier chapitre regroupe des notions sur le magnétisme et ses applications permettant de comprendre les mécanismes physiques générés dans le matériau ferrite.

Le chapitre deux décrit le tenseur de perméabilité du ferrite et sa dépendance du champ magnétique statique de polarisation, en présentant les modèles les plus adaptés à sa détermination. On cite en particulier le modèle de Polder valable pour une polarisation maximale du ferrite (saturation), le modèle de Schlömann valable pour une faible polarisation du ferrite et le modèle généralisé qui reste valable quelque soit l'intensité du champ de polarisation.

Afin d'analyser des dispositifs planaires à ferrite, il est primordial de décrire au préalable leur comportement électromagnétique en caractérisant les modes de propagation susceptibles d'être guidés et d'en déduire leurs paramètres caractéristiques. Les structures à étudier étant constituées de milieux inhomogènes à plusieurs conducteurs portés à des potentiels différents, alors le mode fondamental est du type quasi-TEM. L'analyse de ce mode conduit au schéma électronique équivalent de la structure sous test. Ces actions font l'objet du chapitre trois.

Le chapitre quatre est réservé exclusivement à la présentation des résultats relatifs à l'analyse des lignes microélectroniques à ferrite en vue de concevoir des déphaseurs intégrés micro-ondes. L'étude commence par des lignes microrubans simples en vue de valider la méthode de simulation puis nous exposons les résultats d'autres structures multicouches à ferrite soumis à un champ magnétique statique de polarisation dirigé selon l'axe de propagation ou dans le plan transverse. La dépendance du déphasage en fonction de l'intensité de l'aimantation est alors mise en évidence; ce qui permet de contrôler électroniquement ce paramètre.

Cette étude est complétée par une annexe permettant de clarifier la méthode de détermination du modèle généralisé du tenseur de perméabilité du ferrite.

Résumé

Le développement des composants passifs intégrés à ferrite (déphaseurs, isolateurs, circulateurs) dans le domaine des micro-ondes pour les télécommunications constitue un enjeu essentiel pour les années futures. La réalisation de ces composants intégrés nécessite la conception et l'analyse de dispositifs à couches minces en ferrite de quelques micromètres d'épaisseur. Les matériaux de ferrites durs (hexaferrites), produits en couches minces, constituent une approche remarquable permettant des applications micro-ondes allant jusqu'au domaine millimétrique. Les travaux réalisés dans le cadre de cette Thèse, contribuent aux efforts de caractérisation, de conception et d'analyse des dispositifs micro-ondes à ferrite, en particuliers les déphaseurs à ferrite en technologie microélectronique combinant des structures en couches de diélectrique, de ferrite et de lignes planaires à rubans. Différentes configurations de déphaseurs planaires sont analysées par la méthode des éléments finis pour déterminer leurs caractéristiques essentielles tels que la dispersion, le déphasage, et l'influence du champ magnétique statique appliqué au ferrite.

Mots clés: Ferrite, Polarisation, Déphaseur, Microélectronique, Analyse, MEF.

Abstract

The development of the integrated passive components with ferrite materials (phase shifters, isolators, circulators) in the field of microwave telecommunications constitutes an essential challenge for the future years. The integration of these components requires the design and the analysis of devices with thin layers of ferrite (some micrometers of thickness). The hexaferrite materials, produced in thin layers, constitute a remarkable approach allowing their applications active until the short waves. This Thesis constitutes a contribution to the efforts of characterization, design and analysis of microwave devices using ferrite materials such as microelectronic phase shifters combining ferrite and dielectric layers. Various configurations of planar phase shifters are analyzed by the finite element method (FEM) to deduce their dispersions and effects of the static magnetic field applied to the ferrite.

Key words: Ferrite, Polarization, Phase shifters, Microelectronics, Analyze, FEM.

Annexe A

CALCUL DU TENSEUR DE PERMEABILITE PAR LE MODELE GENERALISE

A.1. Le système de coordonnées locales

A.1.1. Le système de coordonnées locales

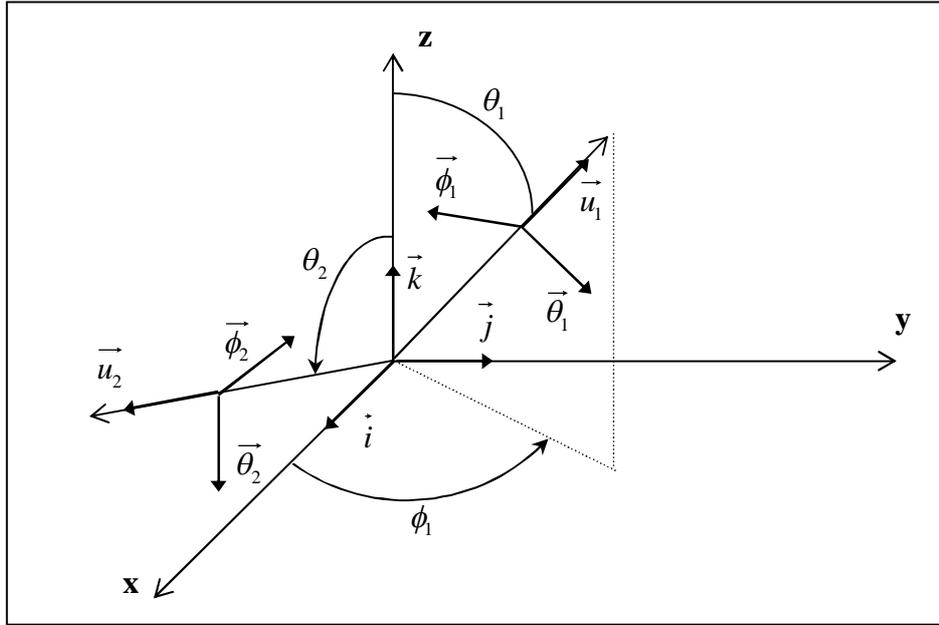


Figure B-1 : Système de coordonnées locales

$$\begin{aligned}
 \vec{u}_1 &= \sin\theta_1 \cos\phi_1 \vec{i} + \sin\theta_1 \sin\phi_1 \vec{j} + \cos\theta_1 \vec{k} \\
 \vec{\phi}_1 &= \sin\phi_1 \vec{i} - \cos\phi_1 \vec{j} \\
 \vec{\theta}_1 &= \cos\theta_1 \cos\phi_1 \vec{i} + \cos\theta_1 \sin\phi_1 \vec{j} - \sin\theta_1 \vec{k} \\
 \vec{u}_2 &= \sin\theta_2 \cos\phi_2 \vec{i} + \sin\theta_2 \sin\phi_2 \vec{j} + \cos\theta_2 \vec{k} \\
 \vec{\phi}_2 &= \sin\phi_2 \vec{i} - \cos\phi_2 \vec{j} \\
 \vec{\theta}_2 &= \cos\theta_2 \cos\phi_2 \vec{i} - \cos\theta_2 \sin\phi_2 \vec{j} - \sin\theta_2 \vec{k} \\
 \vec{u}_2 &= \cos(\theta_1 + \theta_2) \vec{u}_1 - \sin(\theta_1 + \theta_2) \vec{\theta}_1 \\
 \vec{\phi}_2 &= -\vec{\phi}_1 \\
 \vec{\theta}_2 &= -\sin(\theta_1 + \theta_2) \vec{u}_1 - \cos(\theta_1 + \theta_2) \vec{\theta}_1
 \end{aligned}
 \tag{A.1}$$

A.1.2. Résolution du couple d'équations de Gilbert dans le système de coordonnées locales

$$\begin{cases} j\omega \vec{m}_1 = \gamma_g M_s \vec{u}_1 \times (\vec{h} - n\vec{m}_1 + n\vec{m}_2) + \gamma_g \vec{m}_1 \times H_1 \vec{u}_1 + j\omega \alpha \vec{u}_1 \times \vec{m}_1 \\ j\omega \vec{m}_2 = \gamma_g M_s \vec{u}_2 \times (\vec{h} - n\vec{m}_2 + n\vec{m}_1) + \gamma_g \vec{m}_2 \times H_2 \vec{u}_2 + j\omega \alpha \vec{u}_2 \times \vec{m}_2 \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

$$\vec{m}_i = m_{ui} \vec{u}_i + m_{\theta i} \vec{\theta}_i + m_{\phi i} \vec{\phi}_i, \quad i \in \{1, 2\} \quad (\text{A.4})$$

de (B3) et de (B4) et en utilisant les relations vectorielles entre les vecteurs de base des deux système, on obtient une expression entre les trois composantes suivantes du vecteur de magnétisation dynamique :

$$\begin{aligned} m_{\theta i} &= j \frac{\omega \omega_m (h_{\phi i} - n m_{\phi i} + n m_{\phi k}^i)}{(\omega_i - j\omega \alpha)^2 - \omega^2} + \frac{\omega_m (\omega_i - j\omega \alpha) (h_{\theta i} - n m_{\theta i} + n m_{\theta k}^i)}{(\omega_i - j\omega \alpha)^2 - \omega^2} \\ m_{\phi i} &= j \frac{\omega \omega_m (h_{\theta i} - n m_{\theta i} + n m_{\theta k}^i)}{(\omega_i - j\omega \alpha)^2 - \omega^2} + \frac{\omega_m (\omega_i - j\omega \alpha) (h_{\phi i} - n m_{\phi i} + n m_{\phi k}^i)}{(\omega_i - j\omega \alpha)^2 - \omega^2} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

$$m_{ui} = 0$$

$$\text{avec : } \omega_i = \gamma_g H_i \text{ et } \omega_m = \gamma_g M_s \quad (\text{A.6})$$

$m_{\phi k}^i$ et $m_{\theta k}^i$ sont les composant de \vec{m}_k écrites dans le système de coordonnées locales.

A.2 Decouplage de l'equation (A.5)

A.2.1. Expressions des composants de m dans deux systèmes locales :

A.2.1.1. Expression de m_2 dans deux système de coordonnées locales :

$$\begin{aligned} \vec{m}_2(\theta, \phi) &= m_{u2} \vec{u}_2 + m_{\phi 2} \vec{\phi}_2 + m_{\theta 2} \vec{\theta}_2 \\ &= m_{u2}^1 \vec{u}_1 + m_{\phi 2}^1 \vec{\phi}_1 + m_{\theta 2}^1 \vec{\theta}_1 \end{aligned}$$

En utilisant $m_{u2} = 0$ alors :

$$\begin{aligned} m_{u2}^1 &= -m_{\theta 2} \sin(\theta_1 + \theta_2) \\ m_{\phi 2}^1 &= -m_{\phi 2} \\ m_{\theta 2}^1 &= -m_{\theta 2} \cos(\theta_2 + \theta_1) \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

On pose : $\delta = \cos(\theta_1 + \theta_2)$, $N = \sin(\theta_1 + \theta_2)$, $\Omega_1 = \omega_1 - j\omega \alpha + n\omega_m$

On obtient les relations suivantes :

$$\begin{aligned} (\Omega_1^2 - \omega^2) m_{\theta 1} &= j\omega \omega_m h_{\phi 1} + \omega_m \Omega_1 h_{\theta 1} - j\omega_m n m_{\phi 2} - \omega_m \Omega_1 n m_{\theta 2} \\ (\Omega_1^2 - \omega^2) m_{\phi 1} &= \omega_m \Omega_1 h_{\phi 1} - j\omega \omega_m h_{\theta 1} + j\omega \omega_m n m_{\theta 2} - \omega_m \Omega_1 n m_{\phi 2} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{aligned}
 (\Omega_2^2 - \omega^2) m_{\theta_2} &= j\omega\omega_m h_{\phi_2} + \omega_m \Omega_2 h_{\theta_2} - j\omega\omega_m n m_{\phi_1} - \omega_m \Omega_2 n \gamma m_{\theta_1} \\
 (\Omega_2^2 - \omega^2) m_{\phi_2} &= \omega_m \Omega_2 h_{\phi_2} - j\omega\omega_m h_{\theta_2} + j\omega\omega_m \gamma n m_{\theta_1} - \omega_m \Omega_2 n m_{\phi_1}
 \end{aligned} \tag{A.9}$$

Le problème est d'éliminer tous les termes d'indice 2 pour obtenir m_{θ_1} et m_{ϕ_1} contre h_{ϕ_1} et h_{θ_1} . La première étape consiste à introduire les expressions de m_{θ_2} et m_{ϕ_2} (B.8), (B.9), comme résultat, seulement deux équations qui sont obtenus, liant m_{θ_1} , h_{ϕ_1} , h_{ϕ_2} , h_{θ_1} , h_{θ_2} , il est nécessaire d'écrire h_{θ_2} et h_{ϕ_2} en fonction de h_{u_1} , h_{θ_1} , h_{ϕ_1} . On note que l'onde de la lumière est beaucoup plus grande que les dimensions du domaine, h peut être considéré le même dans deux domaines adjacent. Par conséquent :

$$\begin{aligned}
 h_{u_2} \vec{u}_2 + h_{\phi_2} \vec{\phi}_2 + h_{\theta_2} \vec{\theta}_2 &= h_{u_1} \vec{u}_1 + h_{\phi_1} \vec{\phi}_1 + h_{\theta_1} \vec{\theta}_1 \\
 h_{u_2} &= h_{u_1} \Delta - h_{\theta_1} \lambda \\
 h_{\phi_2} &= -h_{\phi_1} \\
 h_{\theta_2} &= -h_{u_1} \lambda - h_{\theta_1} \Delta
 \end{aligned} \tag{A.10}$$

d'où, on obtient les équations suivantes :

$$\begin{aligned}
 & \left[(\Omega_1^2 - \omega^2) (\Omega_2^2 - \omega^2) - \omega^2 \omega_m^2 n^2 \delta - \omega_m^2 \Omega_1 n^2 \delta^2 \Omega_2 \right] m_{\theta_1} \\
 &= j\omega\omega_m^2 n^2 (\Omega_2 + \Omega_1 \delta) m_{\phi_1} + j\omega\omega_m (\Omega_2^2 - \omega^2 + \omega_m n \Omega_2 + \omega_m \Omega n \delta) h_{\phi_1} \\
 &+ \omega_m (\Omega_1 \Omega_2^2 - \omega^2 \Omega_1 + \omega^2 \omega_m n \delta + \omega_m \Omega \delta^2 \Omega_2) h_{\theta_1} + \omega_m^2 n \lambda (\omega^2 + \Omega_1 \Omega_2 \delta) h_{u_1}
 \end{aligned} \tag{A.11}$$

$$\begin{aligned}
 & \left[(\Omega_1^2 - \omega^2) (\Omega_2^2 - \omega^2) - \omega^2 \omega_m^2 n^2 \delta - \omega_m^2 \Omega_1 n^2 \delta^2 \Omega_2 \right] m_{\phi_1} \\
 &= j\omega\omega_m^2 n^2 \delta (\Omega_1 + \Omega_2 \delta) m_{\theta_1} + \omega_m (\Omega_1 \Omega_2^2 - \omega^2 \Omega_1 + \omega^2 \omega_m n \delta + \omega_m \Omega_1 n \Omega_2) h_{\phi_1} \\
 &- j\omega\omega_m (\Omega_2^2 - \omega^2 + \omega_m n \delta^2 \Omega_2 + \omega_m \Omega_1 n \delta) h_{\theta_1} - j\omega\omega_m^2 n \lambda (\Omega_2 \delta + \Omega_1) h_{u_1}
 \end{aligned} \tag{A.12}$$

Finalement, pour découpler les équations précédentes, le vecteur de magnétisation \vec{m} est relié avec le champ micro-onde \vec{h} .

Le résultat est :

$$\begin{aligned}
 m_{\theta_1} &= A(\phi) h_{\phi_1} + E(\phi) h_{\theta_1} + C(\phi) h_{u_1} \\
 m_{\phi_1} &= D(\phi) h_{\phi_1} + E(\phi) h_{\theta_1} + F(\phi) h_{u_1}
 \end{aligned} \tag{A.13}$$

avec : $A(\phi)$, $B(\phi)$, $C(\phi)$, $D(\phi)$, $E(\phi)$, $F(\phi)$ et D_{en} décrits en (A.16). On note que les composantes transverses de m dépendant de la composante radiale de h dues au couplage entre les domaines.

A.2.1. Relations entre m et h dans le système de coordonnées cartésiennes :

L'équation représente le mouvement du vecteur d magnétisation du domaine 1 de la région où le champ magnétocristalin est défini par (θ, ϕ) . Avant d'ajouter la contribution de tous les domaines, on va transformer (B.12) en coordonnées cartésiennes $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$.

$$\vec{m} = m_x \vec{i} + m_y \vec{j} + m_z \vec{k} = m_{\theta_1} \vec{\theta}_1 + m_{\phi_1} \vec{\phi}_1 \quad (\text{A.14})$$

$$\begin{aligned} h_{\theta_1} &= h_x \cos \theta_1 \cos \phi + h_y \cos \theta_1 \sin \phi - h_z \sin \theta_1 \\ h_{\phi_1} &= h_z \sin \phi - h_y \cos \phi \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

$$\begin{aligned} h_{\theta_1} &= h_x \sin \theta_1 \cos \phi + h_y \sin \theta_1 \sin \phi + h_z \cos \theta_1 \\ A(\phi) &= j \omega \omega_n \left[\Omega_2^2 - \omega^2 + \omega_m n (\Omega_2 + \Omega_1 \delta) + \omega_m^2 n^2 \delta \right] / D_{en} \\ B(\phi) &= \left[-\omega^4 n^3 \delta^2 + \omega_m \Omega_1 (\Omega_2^2 + \omega^2) - \omega_m^2 n^2 \Omega_2 + \omega_m^2 n^2 \delta (\omega^2 + \Omega_1 \Omega_2 \delta) \right] / D_{en} \\ C(\phi) &= \omega_m^2 n \lambda (\omega^2 + \Omega_1 \Omega_2 \delta - \omega_m^2 n^2 \delta) / D_{en} \\ D(\phi) &= \left[-\omega^4 n^3 \delta^2 + \omega_m \Omega_1 (\Omega_2^2 - \omega^2) - \omega_m^2 n^2 \Omega_2 \delta + \omega_m^2 n^2 (\omega^2 \delta + \Omega_1 \Omega_2) \right] / D_{en} \\ E(\phi) &= -j \omega \omega_n \left[\Omega_2^2 - \omega^2 + \omega_m n \delta (\Omega_1 + \Omega_2 \delta) + \omega_m^2 n^2 \delta \right] / D_{en} \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

$$\begin{aligned} F(\phi) &= -j \omega \omega_m^2 n \lambda (\Omega_1 + \delta \Omega_2) / D_{en} \\ D_{em} &= (\Omega_1^2 - \omega^2) (\Omega_2^2 - \omega^2) - n^2 \omega_m^2 (2 \omega^2 \delta + \Omega_1 \Omega_2 \delta^2 + \Omega_1 \Omega_2) + n^4 \omega^4 \delta^4 \\ \lambda &= \sin(\theta_1, \theta_2), \delta = \cos(\theta_1 + \theta_2), \Omega_2 = \omega_i - j \omega \alpha + n \omega_m \\ \omega_i &= \gamma H_i, \omega_m = \gamma M_s \end{aligned}$$

En utilisant (A.12), (A.14), (A.15), on obtient:

$$\begin{aligned} m_x &= (A(\phi) \cos \theta_1 \cos \phi + D(\phi) \sin \phi) (h_x \sin \phi - h_y \cos \phi) + (B(\phi) \cos \theta_1 \cos \phi + E(\phi) \sin \phi) \\ & \quad (h_x \cos \theta_1 \cos \phi - h_y \cos \theta_1 \sin \phi - h_z \sin \theta_1) + (C(\phi) \cos \theta_1 \sin \phi + F(\phi) \cos \phi) \\ & \quad (h_x \sin \theta_1 \cos \phi - h_y \sin \theta_1 \sin \phi + h_z \cos \theta_1) \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

$$\begin{aligned} m_y &= (A(\phi) \cos \theta_1 \sin \phi - D(\phi) \cos \phi) (h_x \sin \phi - h_y \cos \phi) + (B(\phi) \cos \theta_1 \sin \phi - E(\phi) \cos \phi) \\ & \quad (h_x \cos \theta_1 \cos \phi + h_y \cos \theta_1 \sin \phi - h_z \sin \theta_1) + (C(\phi) \cos \theta_1 \sin \phi - F(\phi) \cos \phi) \\ & \quad (h_x \sin \theta_1 \cos \phi + h_y \sin \theta_1 \sin \phi + h_z \cos \theta_1) \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

$$\begin{aligned} m_z &= -A(\phi) \sin \theta_1 (h_x \sin \phi - h_y \cos \phi) - B(\phi) \cos \theta_1 \sin \theta_1 \\ & \quad (h_x \cos \theta_1 \cos \phi + h_y \cos \theta_1 \sin \phi - h_z \sin \theta_1) + C(\phi) \\ & \quad (\sin \theta_1 (h_x \sin \theta_1 \cos \phi + h_y \sin \theta_1 \sin \phi + h_z \cos \theta_1)) \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

Les équations (A.16) et (A.17) représentent la reponse du domaine dans la région caractérisée par les angles (ρ, ϕ) . Pour performer la reponse du matériau, il est nécessaire d'ajouter tous les couples (ρ, ϕ)

$$\begin{aligned}
 \overline{m_x} &= (B(\rho)\cos\theta_1^2 + D(\rho) + C(\rho)\sin\theta_1\cos\theta_1)\pi h_x + (F(\rho)\sin\theta_1 + E(\rho)\cos\theta_1 - A(\rho)\cos\theta_1)\pi h_y \\
 \overline{m_y} &= (B(\rho)\cos\theta_1^2 + D(\rho) + C(\rho)\sin\theta_1\cos\theta_1)\pi h_y - (F(\rho)\sin\theta_1 + E(\rho)\cos\theta_1 - A(\rho)\cos\theta_1)\pi h_x \quad (\text{A.20}) \\
 \overline{m_z} &= (B(\rho)\cos\theta_1^2 - C(\rho)\cos\theta_1\sin\theta_1)2\pi h_z
 \end{aligned}$$

A.3. La valeur moyenne des réponses dans l'espace

Le vecteur de magnétisation effectif est obtenu par le calcul de la moyenne des réponses :

$$\langle m_\varepsilon(\rho, \phi) \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi m_\varepsilon(\rho, \phi) \sin\phi \, d\rho d\phi \quad (\text{A.21})$$

où $\varepsilon \in \{x, y, z\}$, une intégration est faite pour ρ qui donne la valeur moyenne :

$$\overline{m_\varepsilon(\rho, \phi)} = \int_0^{2\pi} m_\varepsilon(\rho, \phi) d\phi \quad (\text{A.22})$$

Les termes dépendant de $\sin\rho$, $\cos\rho$ et $\sin\rho\cos\rho$ disparaissent quand le terme constant et quadratique après l'intégration donne π et 2π . Les composantes moyennes du vecteur de magnétisation sont calculées comme suit :

$$\langle m_\varepsilon(\rho, \phi) \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \overline{m_\varepsilon(\rho, \phi)} \sin\rho \, d\rho \quad (\text{A.23})$$

Les composantes du tenseur sont obtenus par :

$$\begin{aligned}
 \langle m_x \rangle &= \langle u \rangle h_x + j \langle K \rangle h_y \\
 \langle m_y \rangle &= \langle u \rangle h_y + j \langle K \rangle h_x \\
 \langle m_z \rangle &= \langle u_z \rangle h_z
 \end{aligned}$$

Chapitre IV

APPLICATIONS ET RESULTATS

IV.1 Introduction

La théorie exposée précédemment a été traduite en plusieurs logiciels de simulation, écrits dans le cadre de la méthode des éléments finis (MEF), sous les environnements MATLAB, FREEFEM++ et FEMLAB [1,2,3,4]. Ces logiciels permettent la détermination des diagrammes de dispersion des modes TEM, TE et TM dans les guides d'ondes métalliques remplis de diélectriques avec pertes de façon inhomogène et des lignes de transmission avec pertes du type bifilaires, coaxiales et planaires [5,6,7,8,9]. Néanmoins, nous exposons dans ce chapitre seul les résultats relatifs à l'analyse des lignes microélectroniques à ferrite en vue de concevoir des dispositifs réciproques et non réciproques micro-ondes. Les composants réciproques remplissent dans ce cas la fonction de déphaseurs, par contre les composants non réciproques assurent la fonction d'isolateur. L'analyse de ces composants, passe tout d'abord par la détermination des paramètres caractéristiques des lignes micro-rubans en fonction de la géométrie de la structure, de la fréquence de fonctionnement et des paramètres physiques de la ligne [10,11,12,13].

Les principales étapes traduites dans des logiciels à base de la méthode des éléments finis (MEF), concernent:

- Définition géométrique de la structure :
- Définition des paramètres physiques :
- Définition des Conditions aux limites selon le type de mode analysé [2]:
- Maillage automatique de la structure étudiée
- Adaptation du maillage, permettant de raffiner le maillage dans les domaines à forts champs
- Détermination des paramètres caractéristiques de la structure analysée

IV.2 Analyse de différentes configurations de lignes planaires à ferrite [14, 15, 16, 17]

Nous exposons dans ce paragraphe quelques résultats d'analyse des lignes planaires de différentes configurations, reposant sur des substrats en ferrite. La recherche d'une méthodologie rigoureuse, nous a poussé à étudier en premier lieu, des lignes microrubans sur un substrat simple afin d'apprécier la validité des logiciels d'analyse développés. Cette étude sera étendue ensuite à l'analyse des dispositifs à substrat anisotrope et inhomogène.

IV.2.1 Lignes microrubans simples

Les lignes microrubans sont des lignes de transmission réalisées à partir des techniques microélectroniques (circuits imprimés). Elles sont employées dans la réalisation des circuits intégrés micro-ondes (MMIC) et peuvent remplacer les guides d'ondes traditionnels pour toutes applications à faibles puissances. Comparés aux circuits à base de guide d'ondes, les lignes microrubans sont plus légères et moins encombrantes [10].

IV.2.1.1 Ligne microruban blindée

Le problème traité, dans un premier temps, concerne une ligne microruban blindée (**figure IV.1**). Ces lignes trouvent leurs applications dans les éléments de connectiques de circuits (lignes de transmission) ou sont à la base de réalisation des coupleurs, des filtres, des déphaseurs, des antennes imprimées (patch),..., [18, 19, 20].

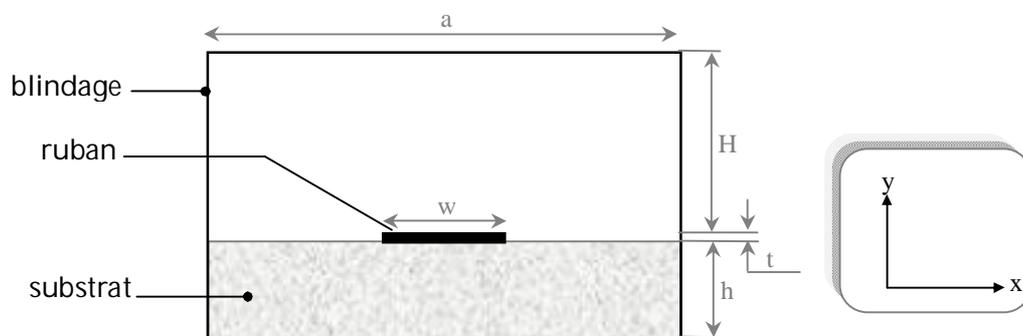


Figure IV.1: Ligne microruban blindée

Le maillage triangulaire de la section transversale de cette ligne et les équipotentielles du mode quasi-TEM sont présentés respectivement sur les **figures IV.2** et **IV.3**.

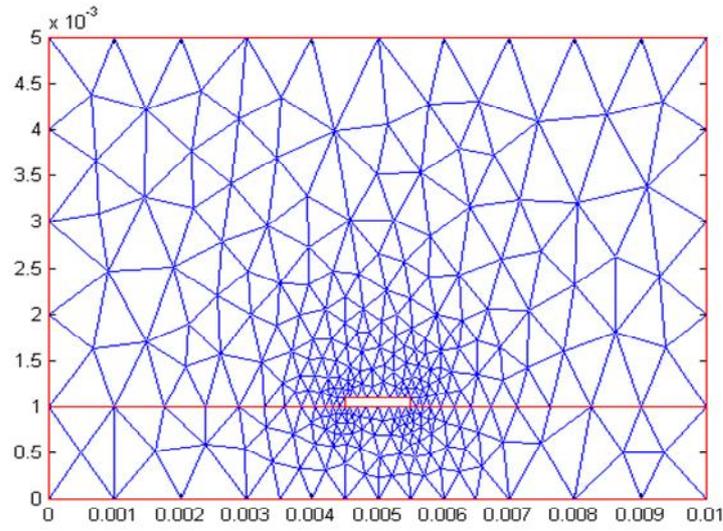


Figure IV.2: Maillage de la section transversale de la ligne micro ruban blindée.

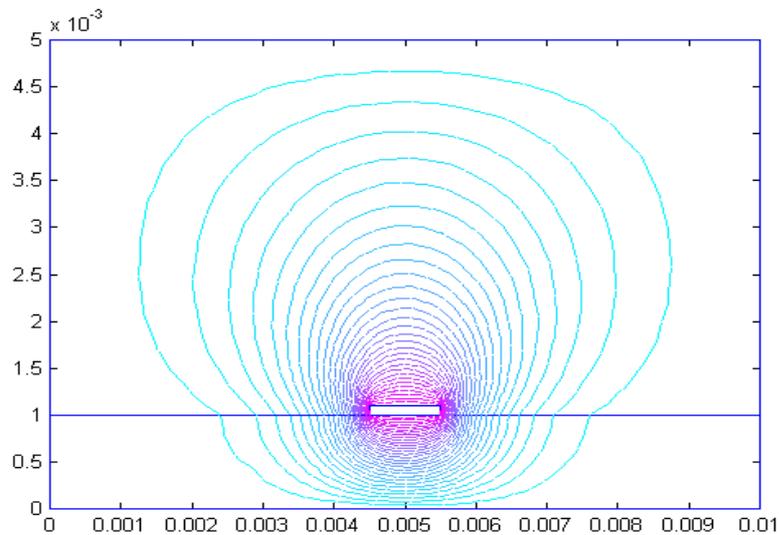


Figure IV.3: équipotentiels du mode quasi-TEM

L'approximation quasi-TEM a été employée pour étudier l'influence des paramètres géométriques (le rapport w/h) sur l'impédance caractéristique Z_c et sur la constante diélectrique effective ϵ_{eff} pour une permittivité relative du substrat GaAs $\epsilon_r = 12$.

Les figures IV.4 et IV.5 montrent que l'impédance caractéristique Z_c et la permittivité effective ϵ_{eff} dépendent fortement du rapport w/h . En effet, l'augmentation de ce rapport traduite par une diminution de la hauteur h du substrat, engendre une réduction de l'énergie électrique emmagasinée dans le substrat de constante diélectrique généralement plus grande que celle de l'air et par conséquent une diminution de la permittivité effective. Ces résultats sont en bon accord avec ceux trouvés par la méthode de moment (MoM) [16].

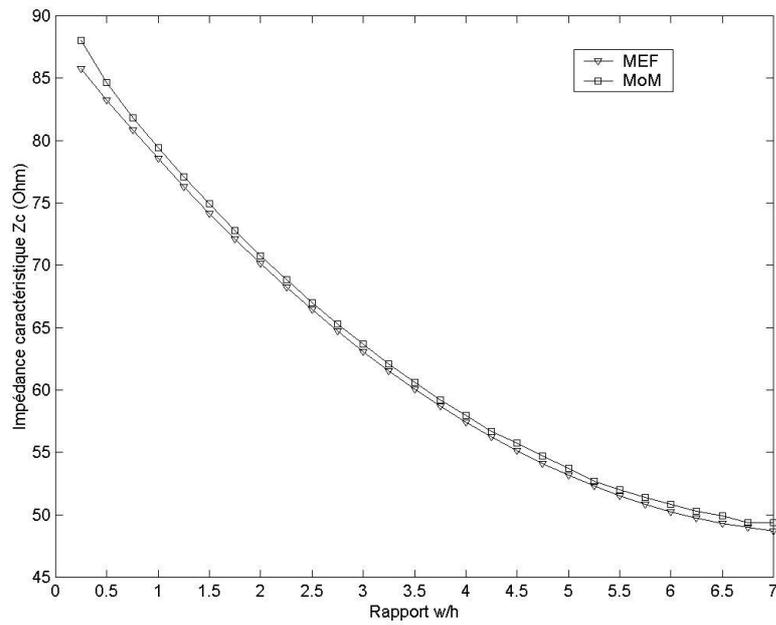


Figure IV.4 : Influence du rapport w/h sur l'impédance caractéristique

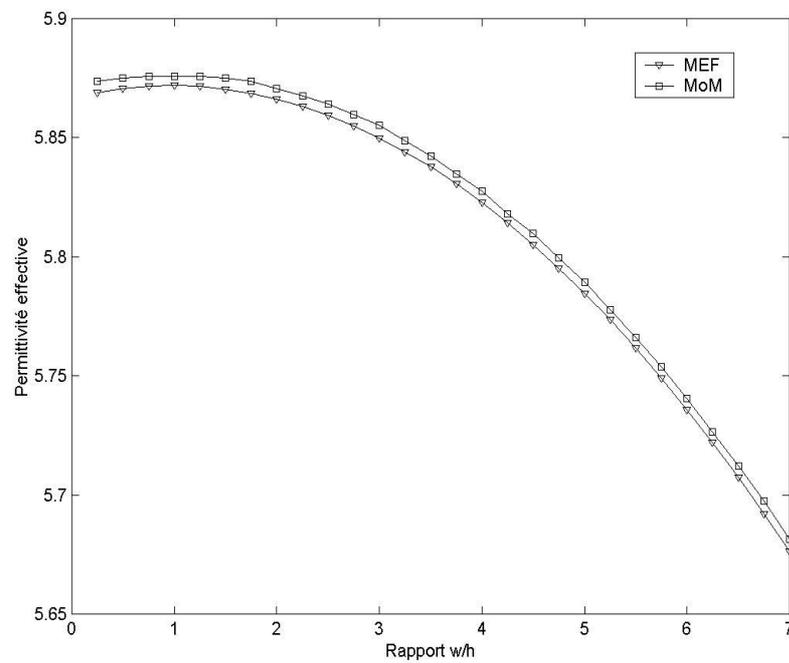


Figure IV.5: Influence du rapport w/h sur la permittivité effective

IV.2.1.2 Ligne microruban sans blindage

La structure étudiée ensuite est la ligne microruban sans blindage (ouverte). La section transversale d'une telle structure est représentée sur la **figure IV.6**. Cette ligne ouverte rayonne une partie de l'énergie transportée. Pour minimiser ces pertes par rayonnement, il est nécessaire de confiner l'énergie électromagnétique dans le substrat par l'utilisation d'un substrat de permittivité élevée [21]:

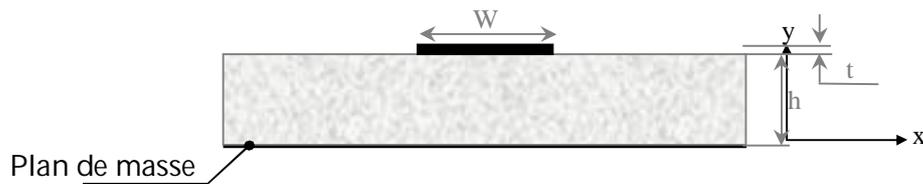


Figure IV.6 : Section transversale d'une ligne micro ruban ouverte

WHEELER a établi des relations analytiques permettant de déduire approximativement la variation de la permittivité effective en fonction du rapport w/h [9], mais qui ne sont pas valables dans le cas d'un substrat anisotrope. Pour ces raisons, nous avons analysé numériquement cette structure pour valider notre modèle d'analyse et étudier ensuite le cas de lignes de transmission sur substrat anisotrope.

L'influence de la fréquence sur la permittivité effective est démontrée sur la **figure IV.7**. Les résultats obtenus par la méthode des éléments finis (MEF) suivent de près ceux obtenus par les approximations analytiques de WHEELER [21].

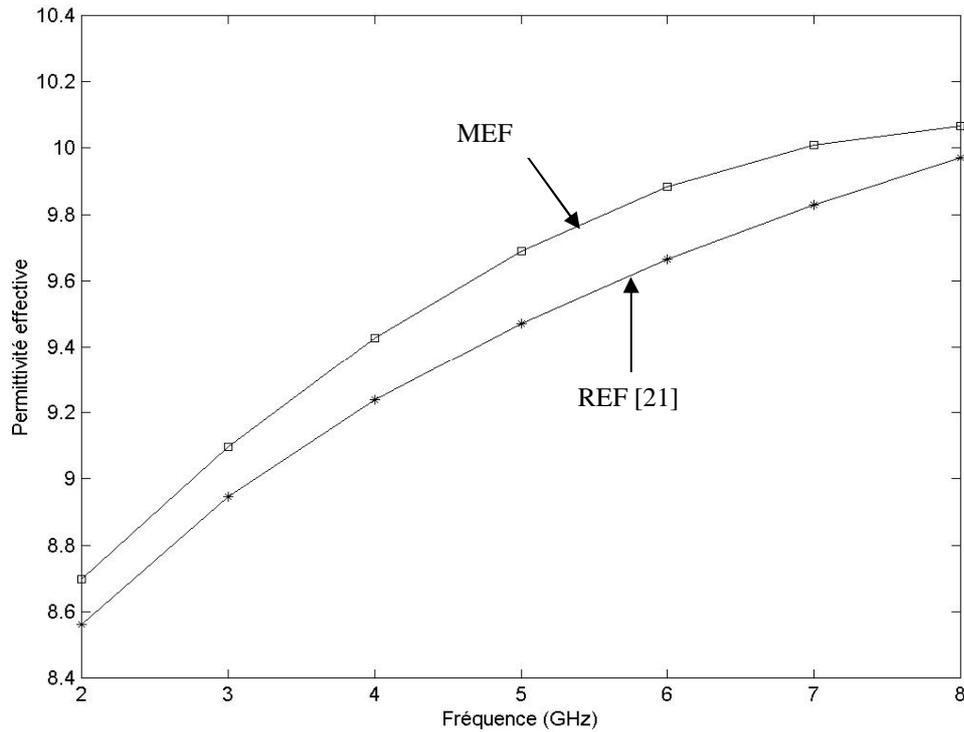


Figure IV.7: Permittivité effective d'une ligne planaire à substrat diélectrique.

Après validation des résultats de nos logiciels sur des lignes planaires simples à substrat purement diélectrique, nous exposons dans la suite les résultats d'analyse de la même ligne planaire mais à substrat en ferrite (perméabilité tensorielle). Dans ce cadre, nous considérons deux exemples pratiques de la ligne planaire avec différents paramètres physiques et géométriques (**Tableau IV.1**) afin de démontrer la validité des résultats de notre méthode.

	Exemple 1	Exemple 2
Rapport w/h	0.5	0.431
Aimantation à saturation ($4\pi M_s$)	1780 G	1210 G
Aimantation à rémanence ($4\pi M$)	1030 G	1001 G
Permittivité relative du ferrite (ϵ_r)	15	15.5
Facteur d'atténuation	0	0
Champ d'anisotropie (h_a)	100 Oe	100 Oe

Tableau IV.1: paramètres physiques et géométriques des deux exemples de lignes.

La **figure IV.8** reporte la variation de la perméabilité effective μ_{eff} en fonction de la fréquence d'une ligne microruban à substrat en ferrite dont les paramètres sont ceux de l'exemple 1 du **Tableau IV.1**. La valeur de cette perméabilité effective est comprise entre celle du substrat ferrite et celle de l'air, donc $0 < \mu_{\text{eff}} < 1$. Pour des fréquences élevées, la valeur de la perméabilité tend vers sa limite supérieure et la répartition de l'énergie magnétique tend à devenir homogène dans toute la section transversale de la ligne. La **figure IV.9** illustre la dépendance de la vitesse de phase avec la fréquence pour la structure de l'exemple 2 du **tableau IV.1**. Cette courbe montre que la vitesse de phase est inversement proportionnelle à la fréquence puisque la permittivité effective et la perméabilité effective augmente avec la fréquence. Les résultats obtenus par la méthode des éléments finis sont en très bon accord avec ceux de la littérature [22].

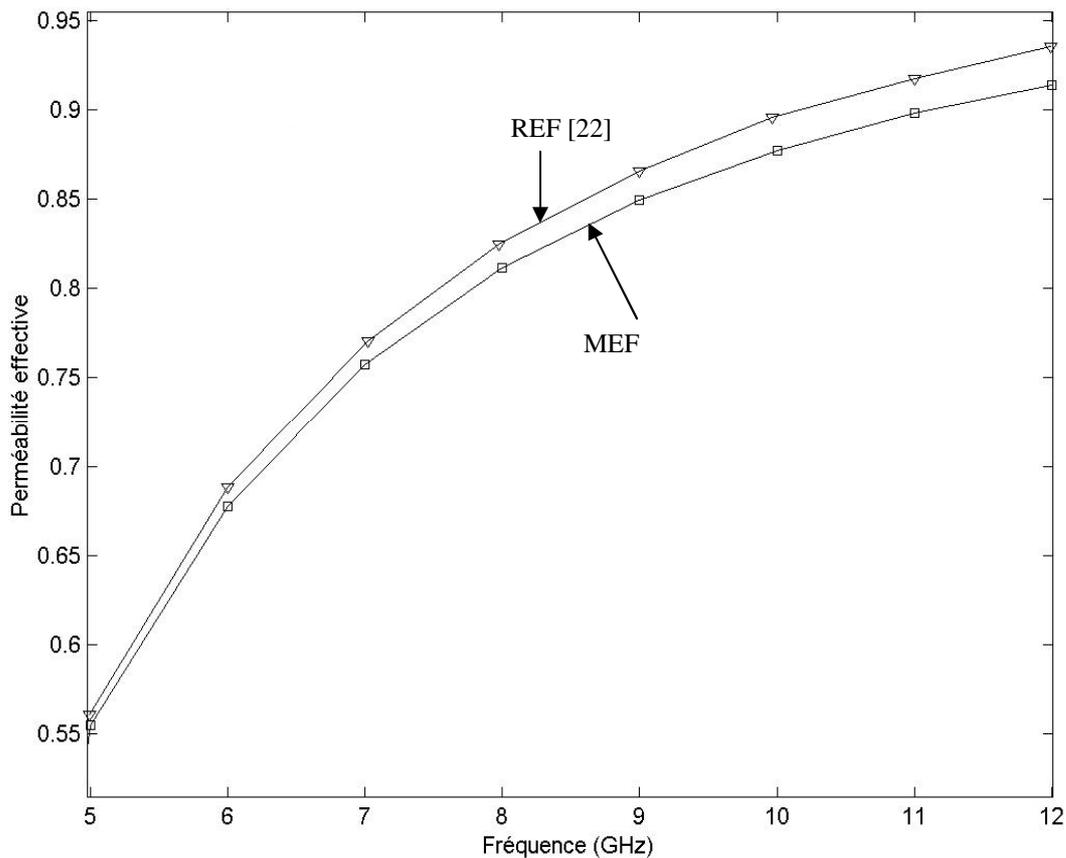


Figure IV.8: Perméabilité effective d'une ligne planaire à substrat en ferrite

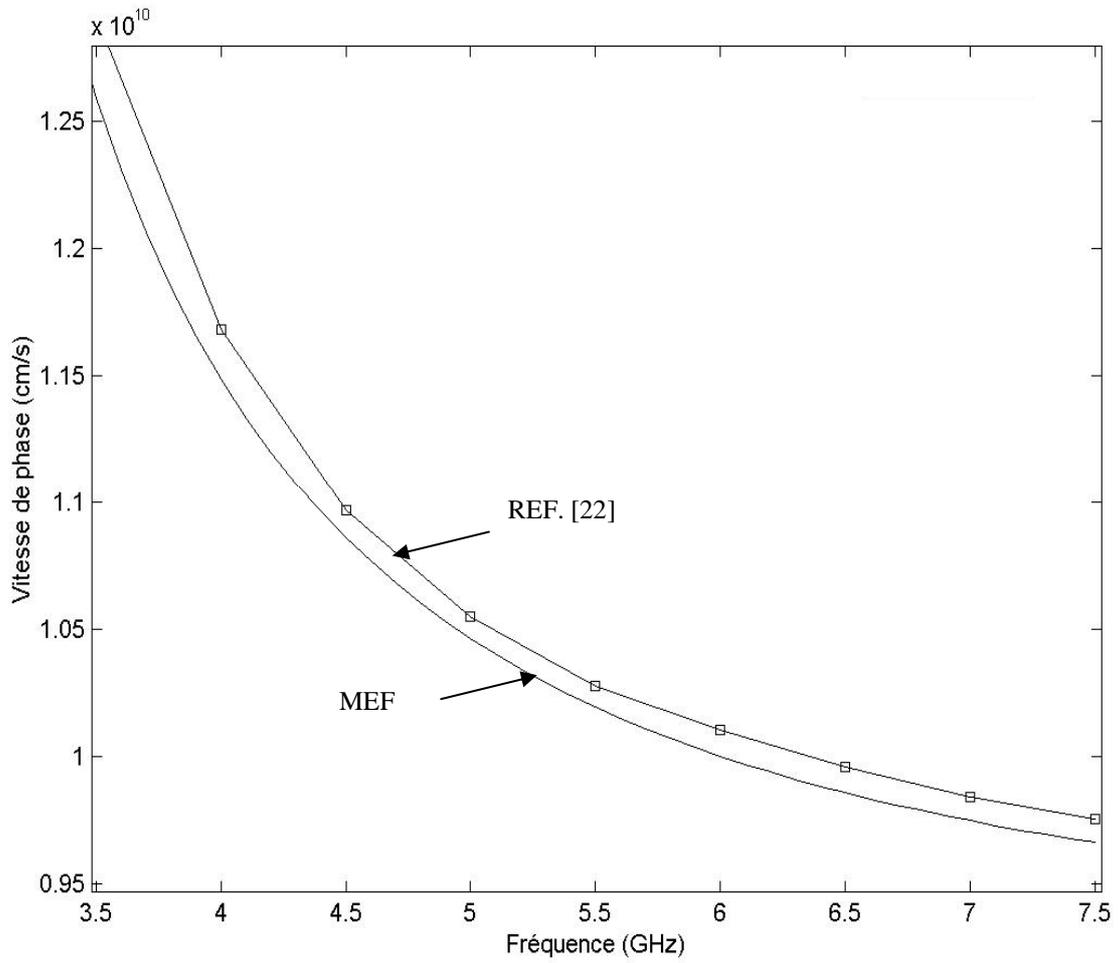


Figure IV.9 : Vitesse de phase d'une ligne planaire à substrat en ferrite

IV.2.2 Ligne microruban multicouche à substrat diélectrique-ferrite

La réalisation des lignes microrubans sur des substrats en ferrite, impose l'insertion d'un diélectrique entre le ferrite et le ruban métallique, pour des raisons de bonne adhérence du métal sur un diélectrique bien polis (réduction des trous d'air sur la surface du diélectrique) que sur un ferrite à surface trop rugueuse [22, 23, 24, 25, 26].

Ces structures trouvent leurs applications dans les systèmes de télécommunication en tant que déphaseurs passifs (lorsque le champ magnétique d'aimantation du ferrite est selon la direction longitudinale (de propagation)) ou des isolateurs (lorsque le champ magnétique d'aimantation du ferrite est parallèle à la section transversale de la ligne). Les déphaseurs ont pour rôles de modifier la phase d'un signal (onde) et permettent une commande électronique de cette phase à travers l'intensité du champ d'aimantation du ferrite. Parmi les applications potentielles, on peut citer les déphaseurs intégrés à côtés des réseaux d'antennes planaires à balayage électronique assuré par la modification des phases des signaux d'alimentation de ces antennes [20, 25,26]. Cette technique est plus facilement réalisable du fait que l'élément rayonnant et son déphaseur sont imprimés sur la même face du substrat.

Le choix de ce type de déphaseur est justifié par une largeur de bande étroite, un rayonnement parasite faible, un déphasage réglable sans interruption par commande électronique du champ appliqué H_a . Egalement, le composant déphaseur est passif, et contrairement aux dispositifs actifs, il supporte mieux les grandes puissances.

Un déphaseur, constitué d'une simple ligne microruban reposant sur un substrat diélectrique–ferrite (**figure IV.10**), a été analysé en premier lieu. Les paramètres électriques et géométriques du déphaseur sont décrits sur le **tableau IV.2**. Le ruban métallique est supposé d'épaisseur négligeable et le champ magnétique statique de polarisation du ferrite est dirigé selon la direction de propagation (oz).

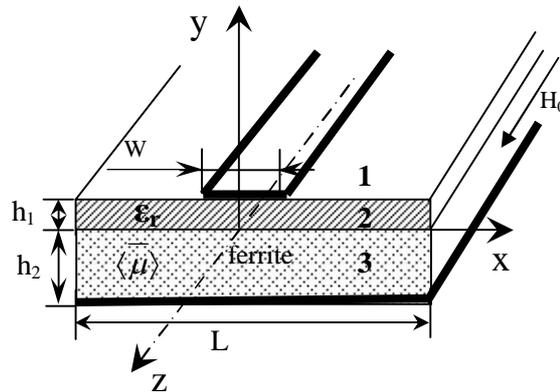


Figure IV.10: Ligne microruban multicouche à ferrite polarisé longitudinalement par H_0 ; (1): air, (2): Diélectrique, (3): ferrite

Largeur du ruban (W)	0.60 mm
Epaisseur du substrat diélectrique (h_1)	0.254 mm
Epaisseur du substrat de ferrite (h_2)	0.8 mm
Epaisseur du ruban (t)	0.01 mm
Largeur de la ligne micro ruban (L)	20 mm
Champ de polarisation (H_0)	100 Oe
Magnétisation de saturation ($4.\pi.M_s$)	2800 Gauss
Magnétisation maximale ($4.\pi.M_{max}$)	2240 Gauss
Constante diélectrique du substrat de ferrite (ϵ_{rf})	16.5
Constante diélectrique du substrat de diélectrique (ϵ_{rd})	9.9

Tableau IV.2 : Paramètres de la ligne microruban

L'analyse de ce déphaseur, a permis le calcul de la constante de propagation normalisée (ou constante de phase (β/K_0)) et de l'impédance caractéristique Z_c du mode fondamental, dans la bande de fréquence [8 – 12] GHz.

Les **figures IV.11 et IV.12** décrivent respectivement les variations de la constante de phase normalisée et de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence.

Ces courbes montrent une bonne cohérence des résultats simulés avec ceux de la référence [22]; ce qui permet de valider le modèle numérique développé.

D'autre part, l'aimantation du ferrite par un champ magnétique statique (M/M_s non nul) engendre un déphasage (βl où l est la longueur de la ligne) et une impédance caractéristique plus faibles par rapport à l'utilisation d'un ferrite isotrope (sans aimantation: $M/M_s=0$).

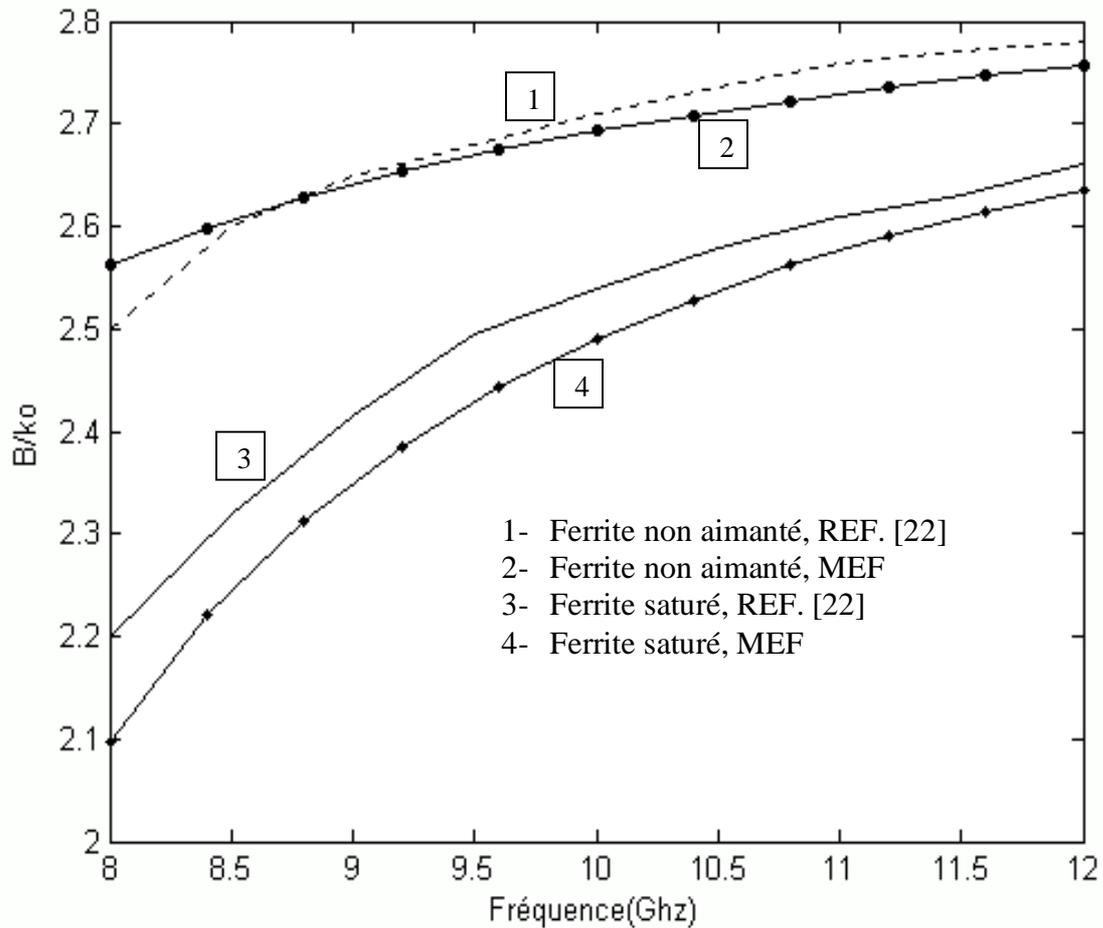


Figure IV.11: Constante de phase normalisée (β/K_0) en fonction de la fréquence pour un ferrite saturé ($M/M_s=1$) et pour un ferrite sans aimantation ($M/M_s=0$)

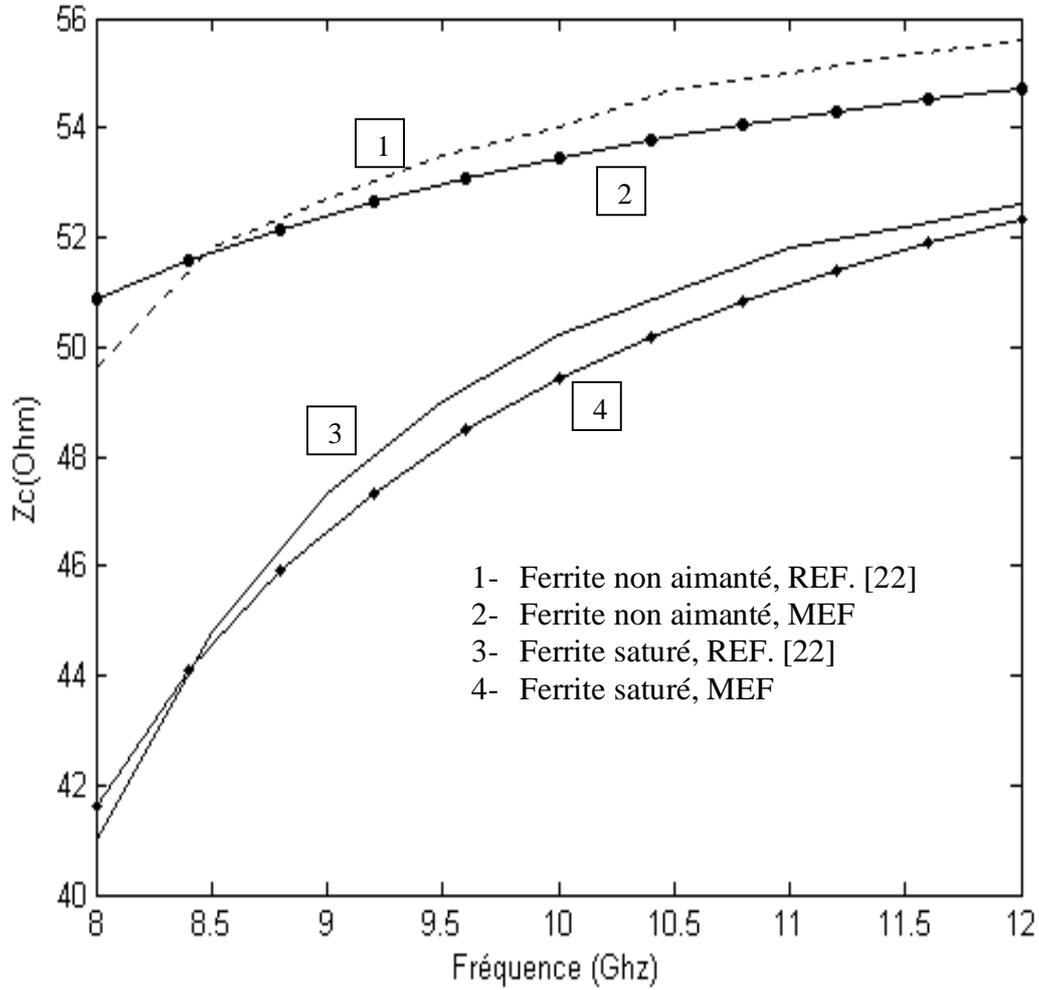


Figure IV.12: Impédance caractéristique Z_c en fonction de la fréquence pour un ferrite saturé ($M/M_s=1$) et pour un ferrite sans aimantation ($M/M_s=0$)

Les **figures IV.13 et IV.14** montrent l'influence de l'intensité de l'aimantation respectivement sur la dispersion β/k_o et l'impédance caractéristique Z_c . Nous constatons que le rapport β/k_o et Z_c , diminuent avec l'augmentation du rapport M/M_s .

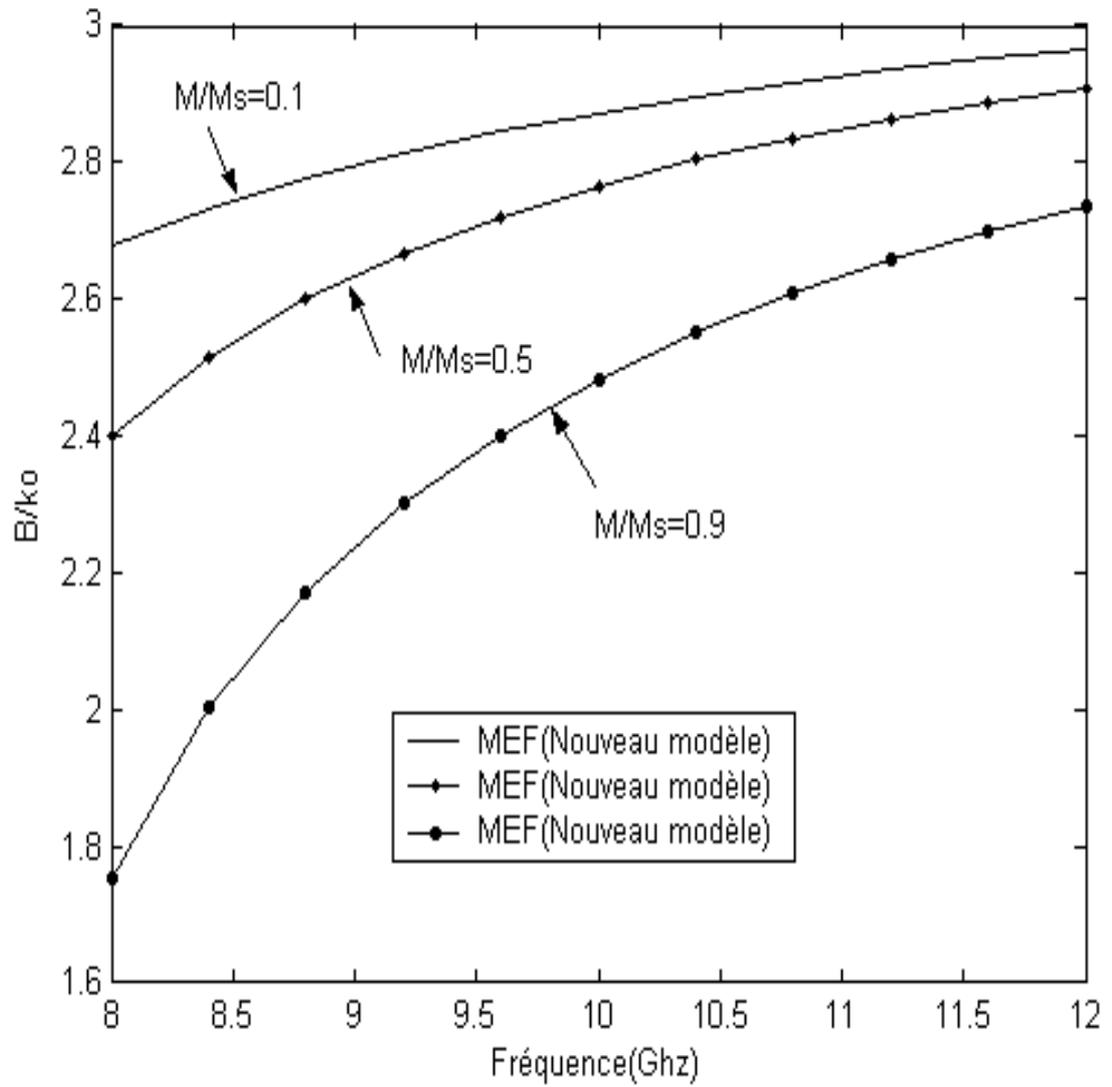


Figure IV.13 : Influence de l'intensité d'aimantation sur la dispersion β/ko

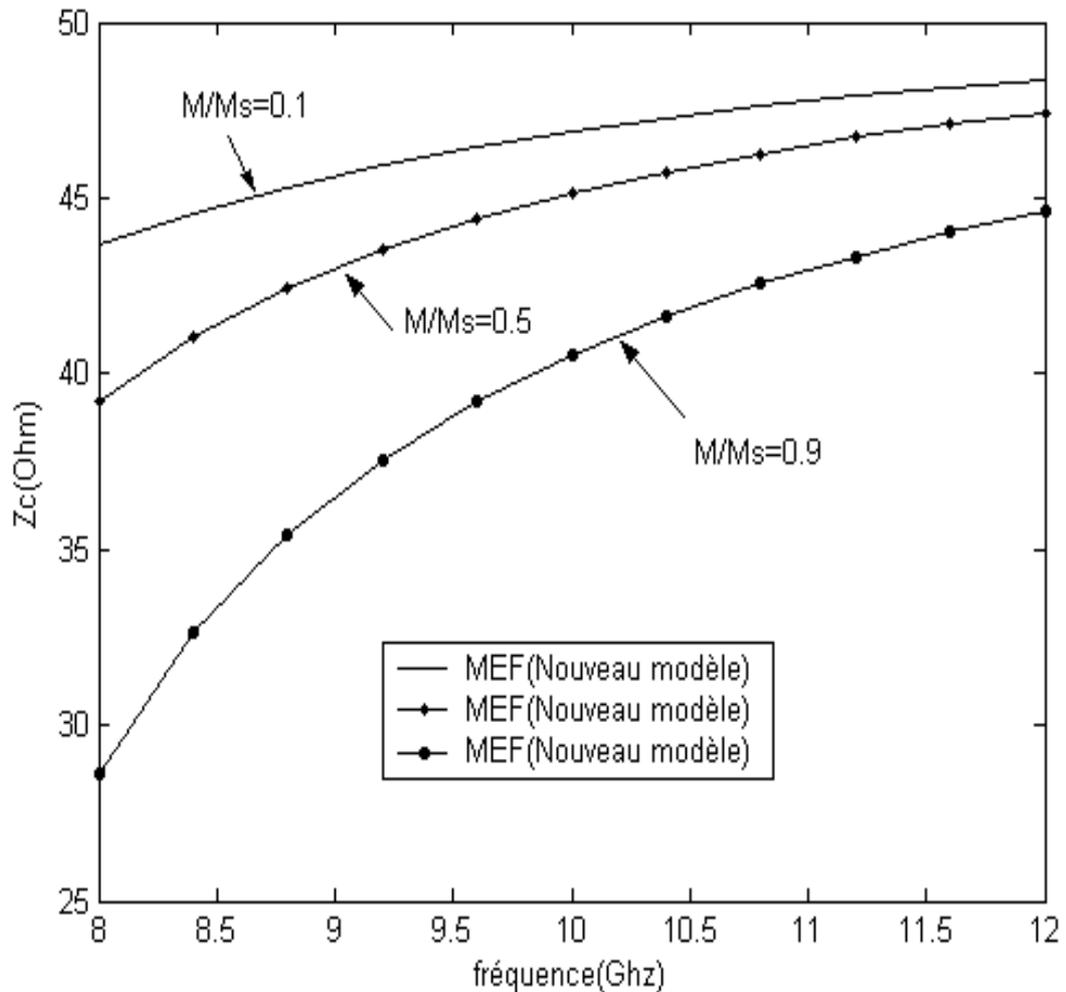


Figure IV.14: Influence de l'intensité d'aimantation sur l'impédance caractéristique Z_c

L'efficacité du déphasage $\Delta\phi$ produite par une ligne de transmission à ferrite est évaluée par $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$; où ϕ_1 et ϕ_2 sont les phases du coefficient de propagation β correspondant respectivement à une désaimantation et une aimantation partielle. Cette grandeur a été calculée sur une ligne microruban possédant les paramètres physiques et géométriques mentionnés sur le **tableau IV.3**.

	Paramètres physiques et géométriques
Largeur du ruban (W)	1,800 mm
Epaisseur du diélectrique (h_1)	0,254 mm
Epaisseur du ferrite (h_2)	1,140 mm
Permittivité relative du diélectrique (ϵ_{rd})	2,22
Permittivité relative du ferrite (ϵ_{rf})	16,5
Magnétisation de saturation ($4\pi M_s$)	2300 G
Perte phénoménologique	0
Le champ d'anisotropie (h_a)	100 O_e

Tableau IV.3 : Paramètre physique et géométrique du déphaseur

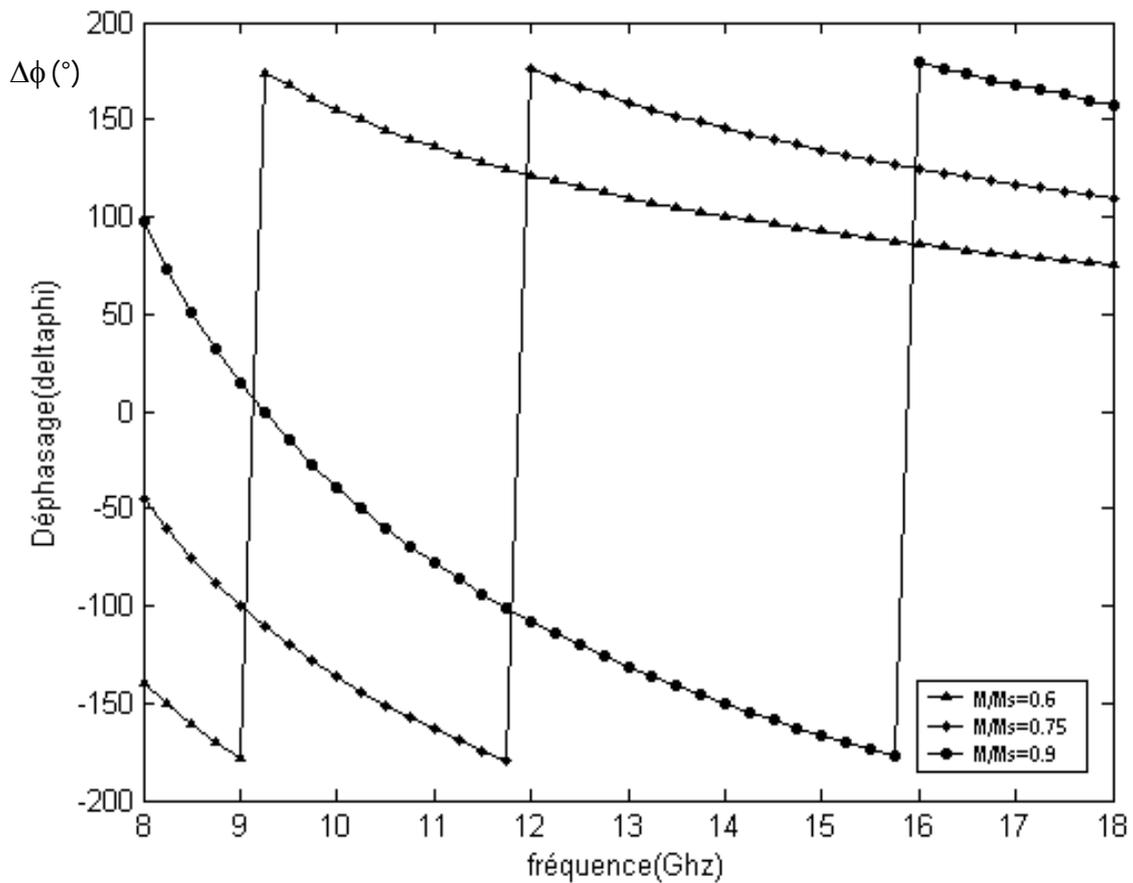


Figure IV.15 : Efficacité de déphasage

Nous observons sur la **figure IV.15** que, pour une fréquence de travail donnée, l'efficacité du déphasage $\Delta\phi$ varie avec l'aimantation M entre -180° et $+180^\circ$ et présente une discontinuité pour ces deux valeurs. Ce résultat montre que l'on peut changer le déphasage sur une ligne microruban à ferrite par la modification de l'aimantation [27, 28].

Pour $M = 0,6M_s$, nous observons sur la **figure IV.16** représentant la réponse fréquentielle, une légère modification de (S_{21}) par rapport au cas isotrope mais le coefficient de réflexion (S_{11}) devient de plus en plus faible surtout à la fréquence 9,3 GHz. Cette dernière correspond à une valeur limite de l'élément du tenseur de perméabilité μ . Autour de cette fréquence, la réponse en réflexion (S_{11}) de ce dispositif constitue un filtre stop bande.

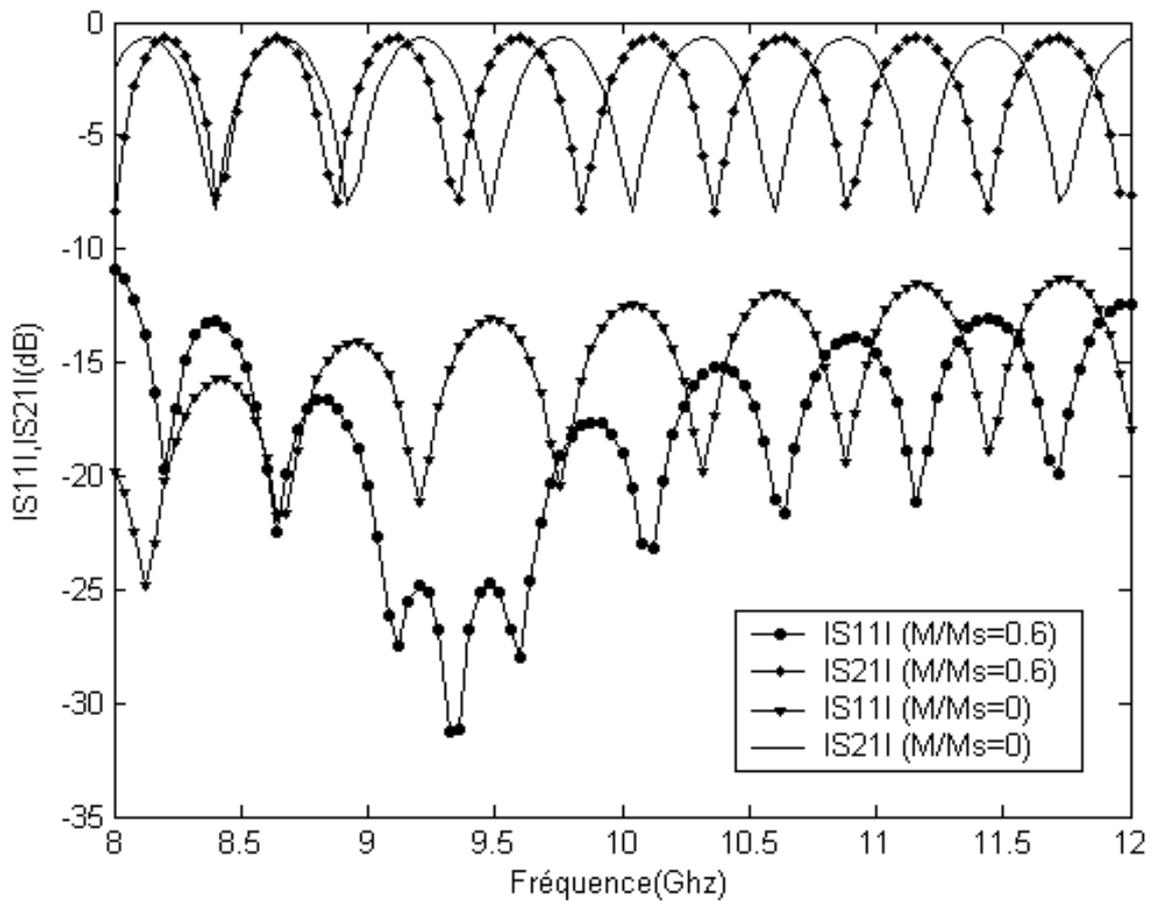


Figure IV.16: Paramètres S du déphaseur

IV.2.3 Coupleurs micro-ondes

Le logiciel à caractère général, conçu à base de la MEF, permet également la caractérisation du phénomène de couplage entre deux lignes microrubans couplées et propageant le mode quasi-TEM. Cette analyse consiste à évaluer d'abord les impédances caractéristiques des deux modes pair et impair notées respectivement Z_{ce} , Z_{co} et ensuite à déterminer les paramètres primaires (L, C, G et R) du schéma électronique équivalent permettant de déduire la matrice [S] du coupleur [29, 30, 31,32, 33, 34]. Les résultats obtenus prennent en compte l'influence des paramètres géométriques et physiques de la structure analysée.

La connaissance des impédances Z_{ce} et Z_{co} permet de déduire le coefficient de couplage k_c donné par :

$$K_c = \frac{Z_{ce} - Z_{co}}{Z_{ce} + Z_{co}}$$

La détermination du coefficient de couplage k_c permet ensuite d'aboutir aux matrices caractéristiques L, C, G et R composées des éléments suivants:

$$L = \begin{bmatrix} L_i & M \\ M & L_i \end{bmatrix} \quad ; \quad C = \begin{bmatrix} C_0 + C_c & -C_c \\ -C_c & C_0 + C_c \end{bmatrix}$$

$$G = \begin{bmatrix} G_i & 0 \\ 0 & G_i \end{bmatrix} \quad ; \quad R = \begin{bmatrix} R_i & 0 \\ 0 & R_i \end{bmatrix}$$

L_i , C_0 , R_i et G_i sont les paramètres linéiques de la ligne microruban isolée (**chapitre III**).

C_c et M sont respectivement la capacité de couplage et l'inductance mutuelle données par :

$$k_c = \frac{C_c}{C_0} = \frac{M}{L}$$

IV.2.3.1 Coupleur à deux conducteurs plans

La section transversale d'un coupleur à deux conducteurs plans est exposée sur la **figure IV.17**. La résolution du problème électrostatique en mode quasi-TEM d'une telle structure, donne les lignes équipotentielles des modes pairs et impairs exposées sur les **figures IV.18 et IV.19**.

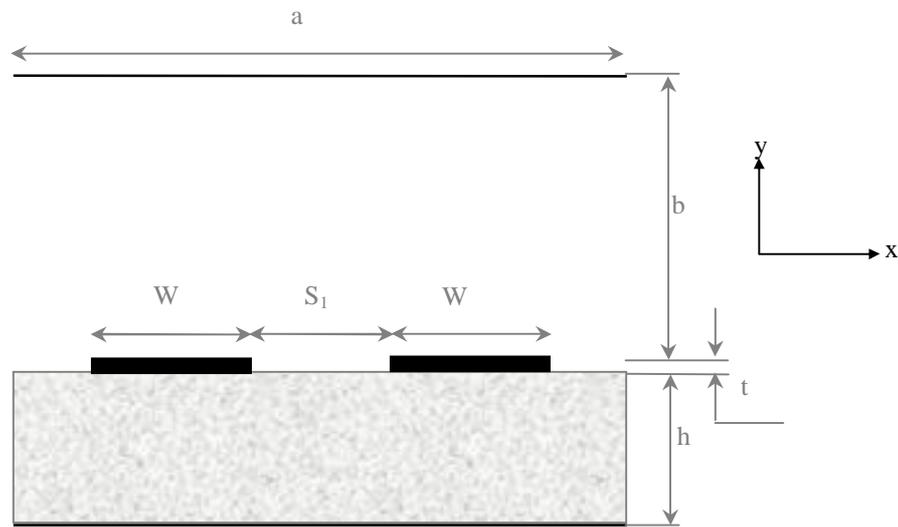


Figure IV.17 : Coupleur entre deux plans métalliques

Nous nous sommes intéressés dans ce cas à l'influence de l'écart S_1 entre les deux rubans (gap) d'une part sur les impédances caractéristiques des deux modes pairs et impairs (**figure IV.20**) et d'autre part sur le coefficient de couplage (**figure IV.21**), pour différentes valeurs du champ magnétique H_0 appliqué longitudinalement sur une structure de coupleur ayant les caractéristiques physiques décrites sur le **tableau IV.4**.

Nous déduisons de la **figure IV.20** que pour une valeur donnée du gap, plus H_0 augmente, plus les impédances caractéristiques des modes pairs et impairs augmentent avec un écart de plus en plus important entre elles. Ce résultat montre clairement la possibilité de modifier l'impédance caractéristique de la ligne par application d'un champ magnétique statique H_0 au ferrite. Par contre l'intensité de ce champ apporte une légère modification du coefficient de couplage (**figure IV.21**).

	Paramètres physiques et géométriques
Epaisseur du diélectrique (h)	0.85 mm
Hauteur entre les rubans et le plan supérieur (b)	4.15 mm
Largeur du blindage (a)	5.95 mm
Largeur du ruban (W)	0.85 mm
Distance (S_1)	0.25 mm
Epaisseur de la bande	0.0254 mm
Permittivité relative du diélectrique (ϵ_{rd})	9.0

Tableau IV.4 : Paramètres physiques et géométriques du coupleur

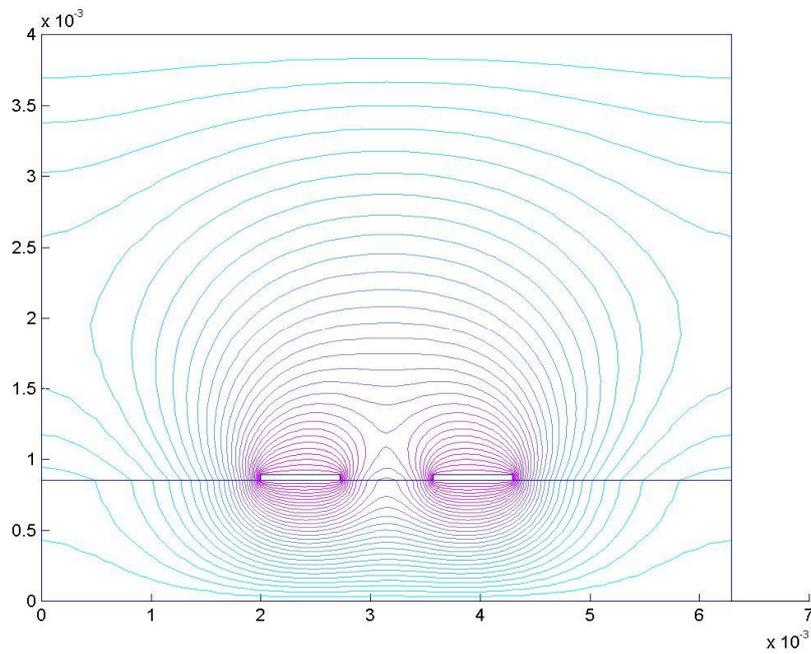


Figure IV.18: lignes équipotentielles du mode pair

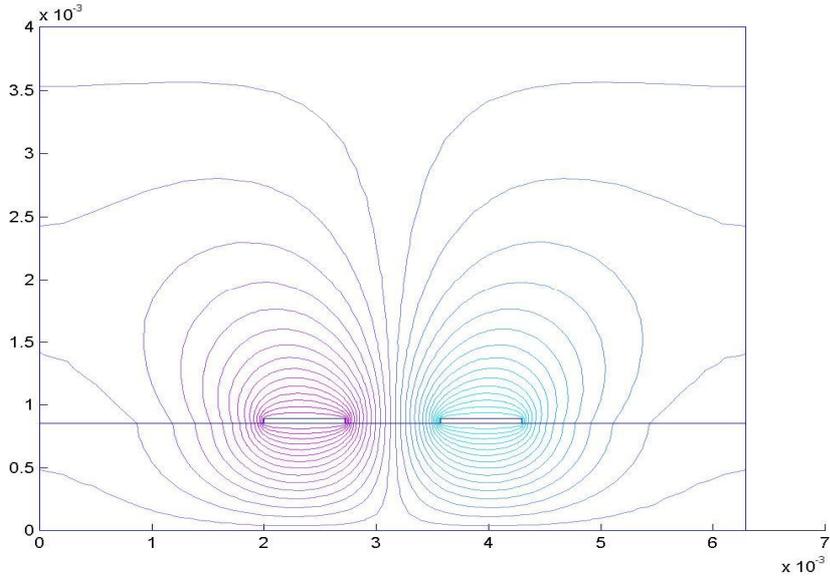


Figure IV.19: lignes équipotentielles du mode impair

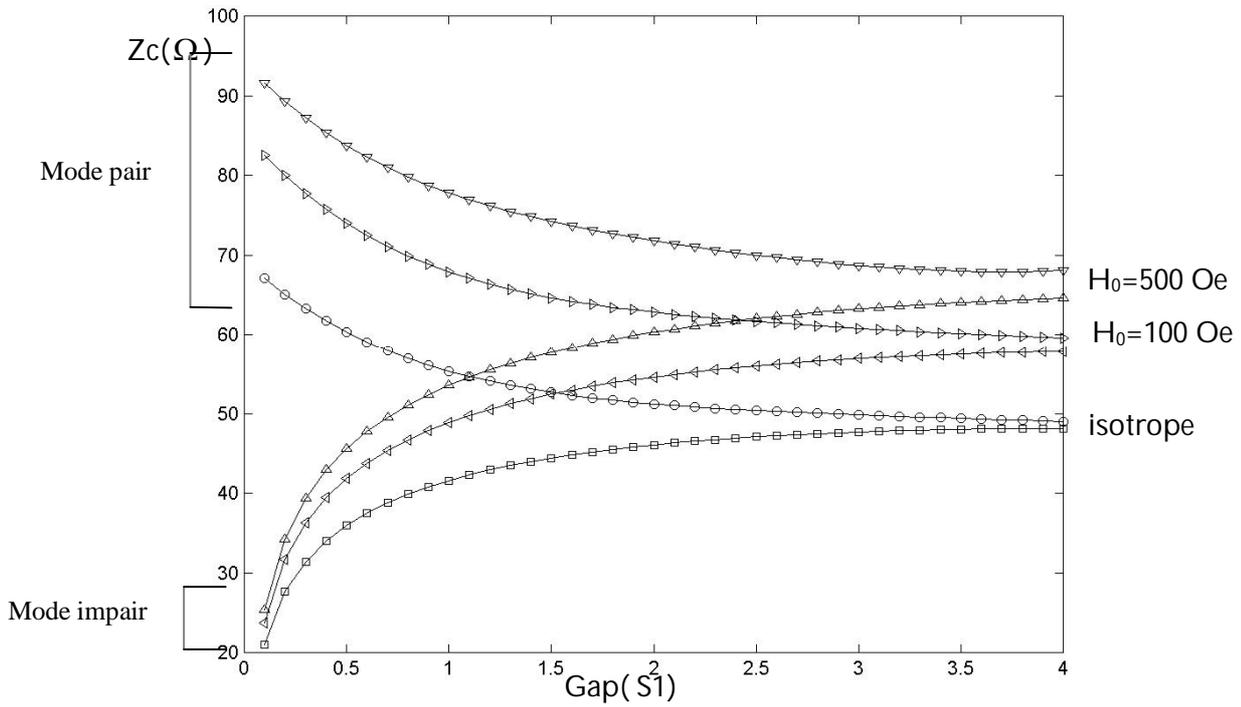


Figure IV.20 : Influence de l'écart S_1 sur les impédances caractéristiques des modes pairs et impairs

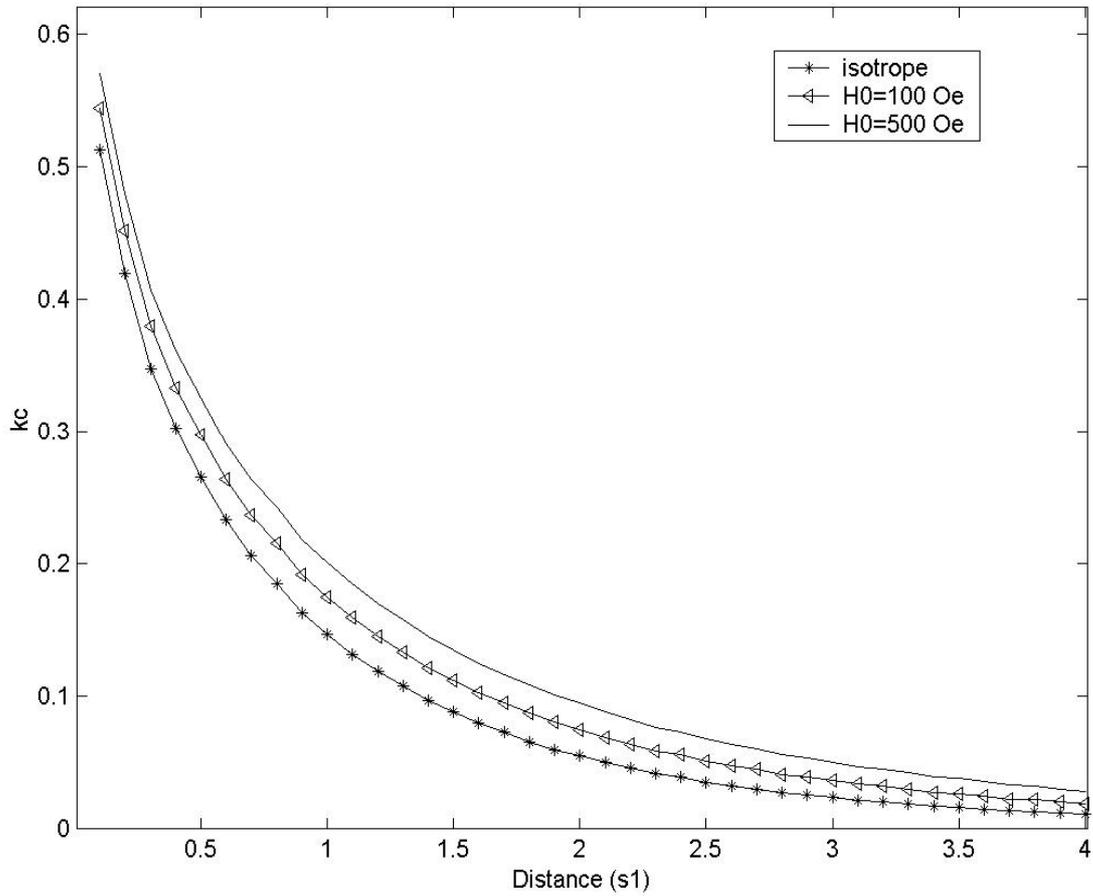


Figure IV.21 : Influence du gap S_1 sur le coefficient de couplage.

Les paramètres L, C, G et R calculés à partir du coefficient de couplage, valent:

$$L = \begin{bmatrix} 390.1 & 137.8 \\ 137.8 & 390.1 \end{bmatrix} \text{ (nH/m) ;}$$

$$C = \begin{bmatrix} 186.6 & -66.25 \\ -66.25 & 186.6 \end{bmatrix} \text{ (pF/m)}$$

$$G = \begin{bmatrix} 585.9 & 0 \\ 0 & 585.9 \end{bmatrix} \text{ (}\mu\text{s/m) ;}$$

$$R = \begin{bmatrix} 23.13 & 0 \\ 0 & 23.13 \end{bmatrix} \text{ (}\Omega\text{/m)}$$

La connaissance de ces paramètres permet de déduire la matrice $[S]$ du coupleur à quatre accès illustré sur la **figure IV.22**. La source d'impédance interne Z_0 alimente le port 1 du coupleur tandis que les accès 2, 3 et 4 sont terminés par la même charge Z_0 égale à l'impédance caractéristique du coupleur. Cette matrice $[S]$ est à 16 termes (4×4), dont ses termes diagonaux représentent les coefficients de réflexion au niveau des accès et les termes hors diagonale traduisent les fonctions de transfert entre les différents accès. Ainsi la **figure IV.23** décrit la variation, en fonction de la fréquence, des paramètres S_{ij} de ce coupleur de longueur 6.4 mm et à champ magnétique appliqué $H_0=500$ Oe. Nous remarquons qu'à la fréquence de 11.2 GHz, l'isolation $|S_{12}|$ (selon la numérotation des accès sur la **figure IV.22**) est égale à -30.01 dB, alors que l'affaiblissement $|S_{14}|$ est de -4.01 dB.

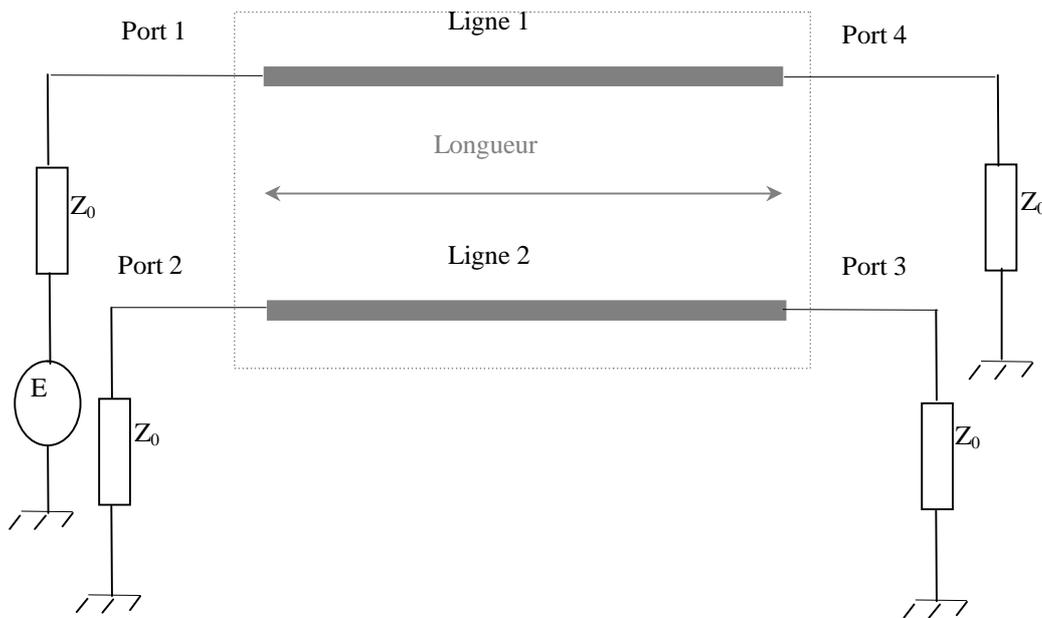


Figure IV.22 : Schéma du coupleur à quatre accès

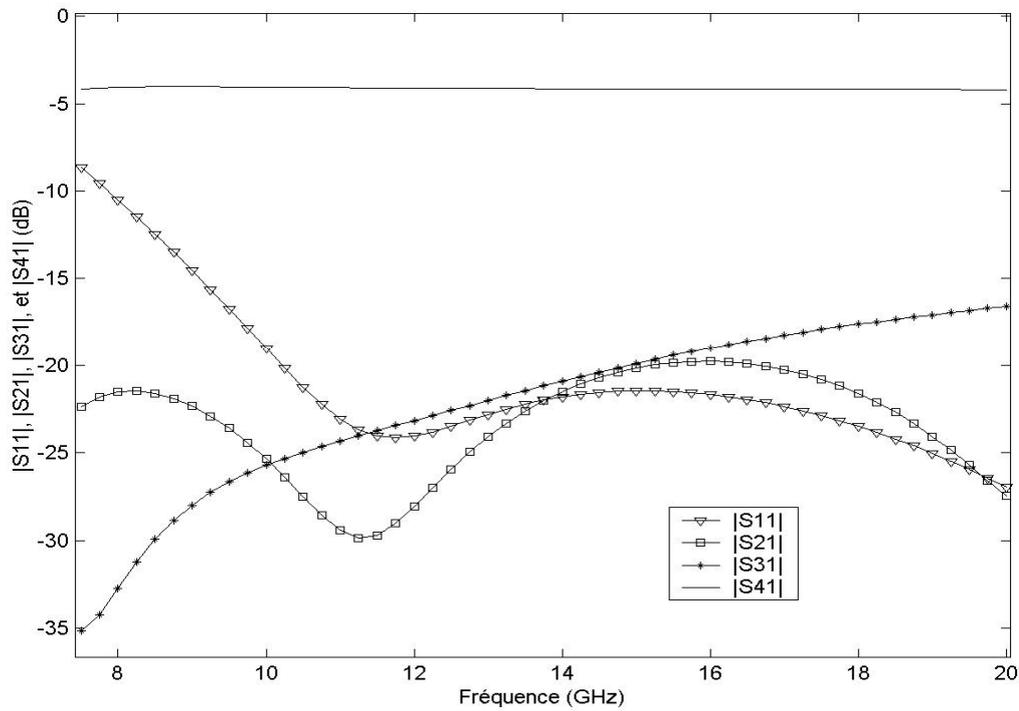


Figure IV.23 : Paramètres S_{ij} du coupleur.

IV.2.3.2 Coupleur complètement blindé

La structure analysée est constituée de deux lignes microrubans symétriques, couplées et blindées, reposant sur un substrat en ferrite. La section transversale et les paramètres caractéristiques de ce coupleur sont décrits respectivement sur la **figure IV.24** et le **tableau IV.5**. Le champ magnétique statique de polarisation du ferrite est orienté selon la direction de propagation (oz). Les modes fondamentaux d'une telle structure sont des modes quasi-TEM pair ou impair selon les potentiels appliqués aux deux rubans.

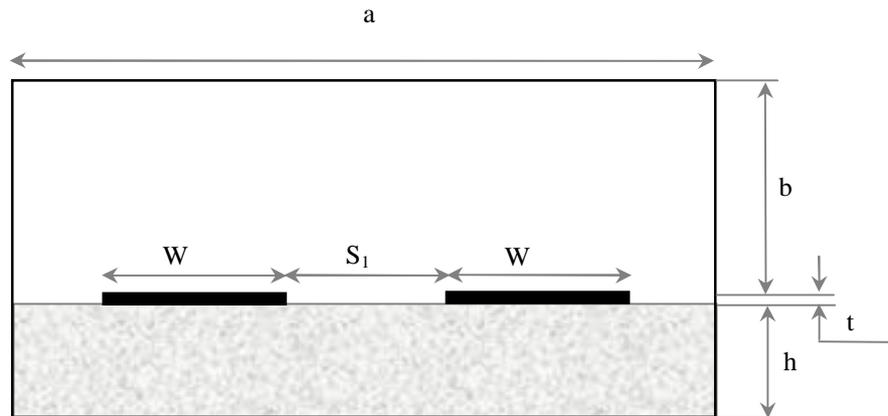


Figure IV.24 : Lignes microrubans couplées et blindées reposant sur un substrat à ferrite (ε_{rf} , μ_r).

h (mm)	b (mm)	a (mm)	w (mm)	S_1 (mm)	t (mm)	ε_{rf}
0.85	4.15	5.95	0.85	0.25	0.0254	9.0

Tableau IV.5 : Paramètres du coupleur blindé à deux lignes micro rubans

Les équipotentielles des modes pairs et impairs sont illustrées sur la **figure IV.25** où l'on note l'influence des conditions aux limites sur les parois métalliques latérales contrairement au cas du coupleur entre deux plans métalliques (**figures IV.18 et IV.19**).

Ensuite, l'influence du gap S_1 sur les impédances caractéristiques Z_{ce} et Z_{co} des modes pairs et impairs est illustrée sur la **figure IV.26**. Ces courbes montrent que les impédances caractéristiques des modes pairs sont plus élevées que celles des modes impairs pour les faibles valeurs du gap, pour toute intensité de l'aimantation du ferrite.

Pour une aimantation donnée, ces impédances se rejoignent pour des valeurs élevées du gap S_1 . De même, pour un gap donné, ces impédances augmentent avec l'intensité de l'aimantation du ferrite.

La **figure IV.26** indique que les impédances caractéristiques Z_{ce} et Z_{co} ont subi une légère diminution car le blindage latéral de la structure a engendré un confinement de l'énergie électromagnétique. La largeur W du ruban étant conservée identique à celle de la **figure IV.17**, il est alors évident que le coefficient de couplage k_c subit une très légère perturbation due au blindage latéral.

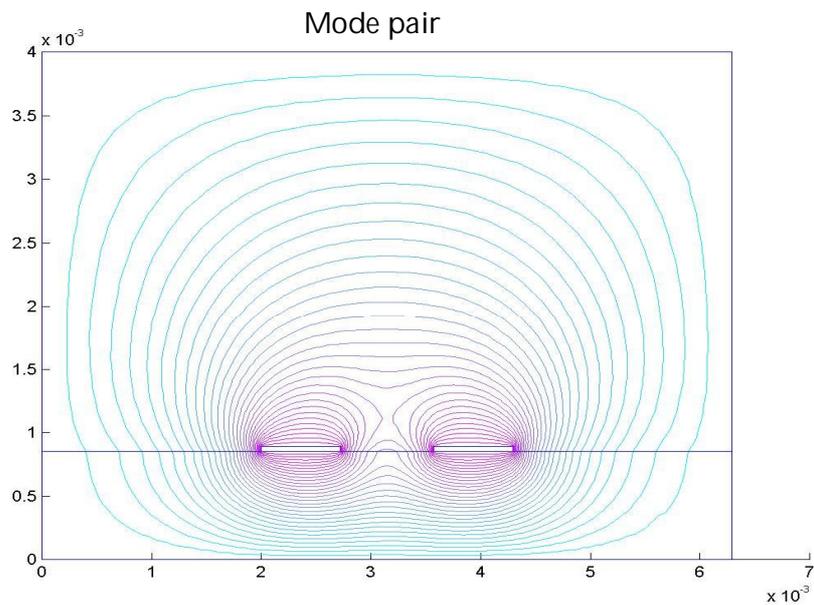


Figure IV.25.a : Lignes équipotentielles du mode pair
d'un coupleur blindé

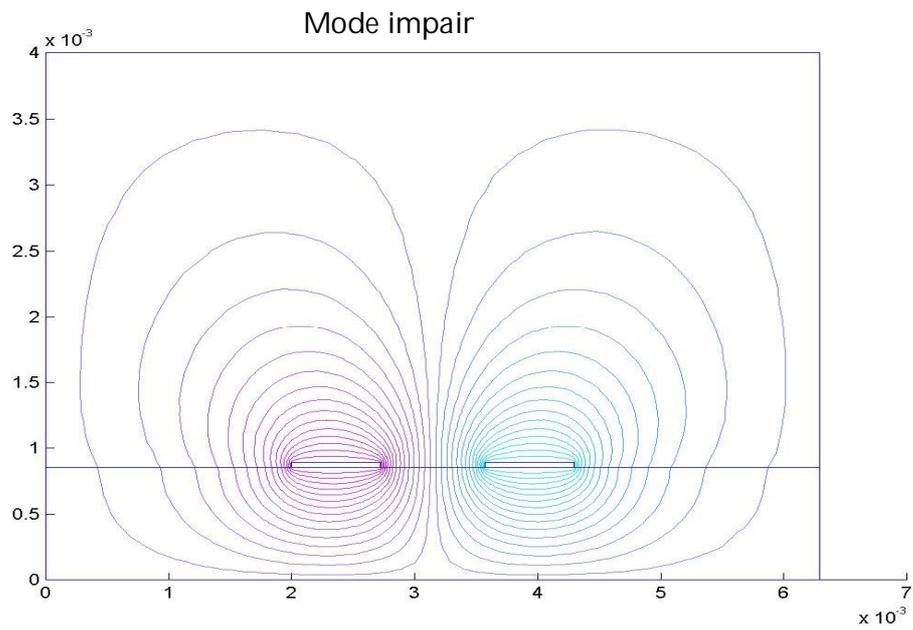


Figure IV.25.b : Lignes équipotentielles du mode impair d'un coupleur blindé

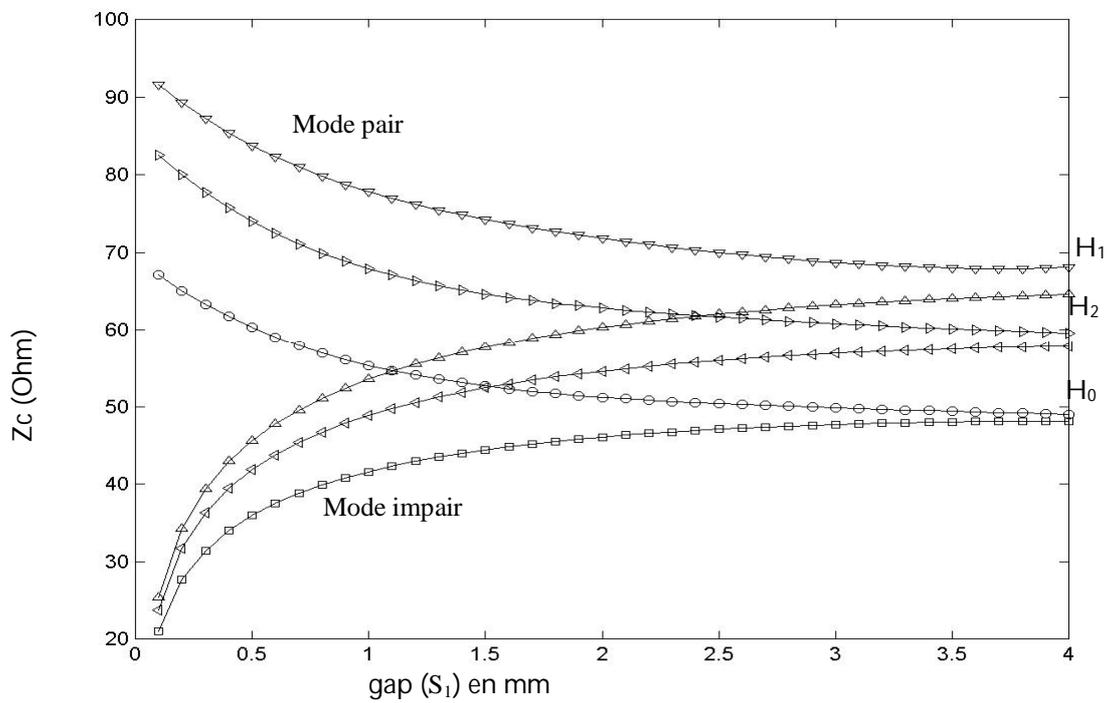


Figure IV.26 : Impédance caractéristique en fonction du gap S_1 pour ($H_1=500$ Oe, $H_2=100$ Oe, $H_0=0$)

La **figure IV.27** expose l'influence du gap S_1 sur le coefficient de couplage k_c pour différentes intensités de l'aimantation. Ce coefficient k_c décrivant la qualité du coupleur, augmente légèrement avec l'intensité de l'aimantation du ferrite pour une valeur donnée du gap S_1 . Ces résultats démontrent bien qu'il est possible de modifier l'impédance caractéristique du coupleur et le coefficient de couplage entre les deux lignes microrubans par simple action sur l'intensité de l'aimantation du ferrite.

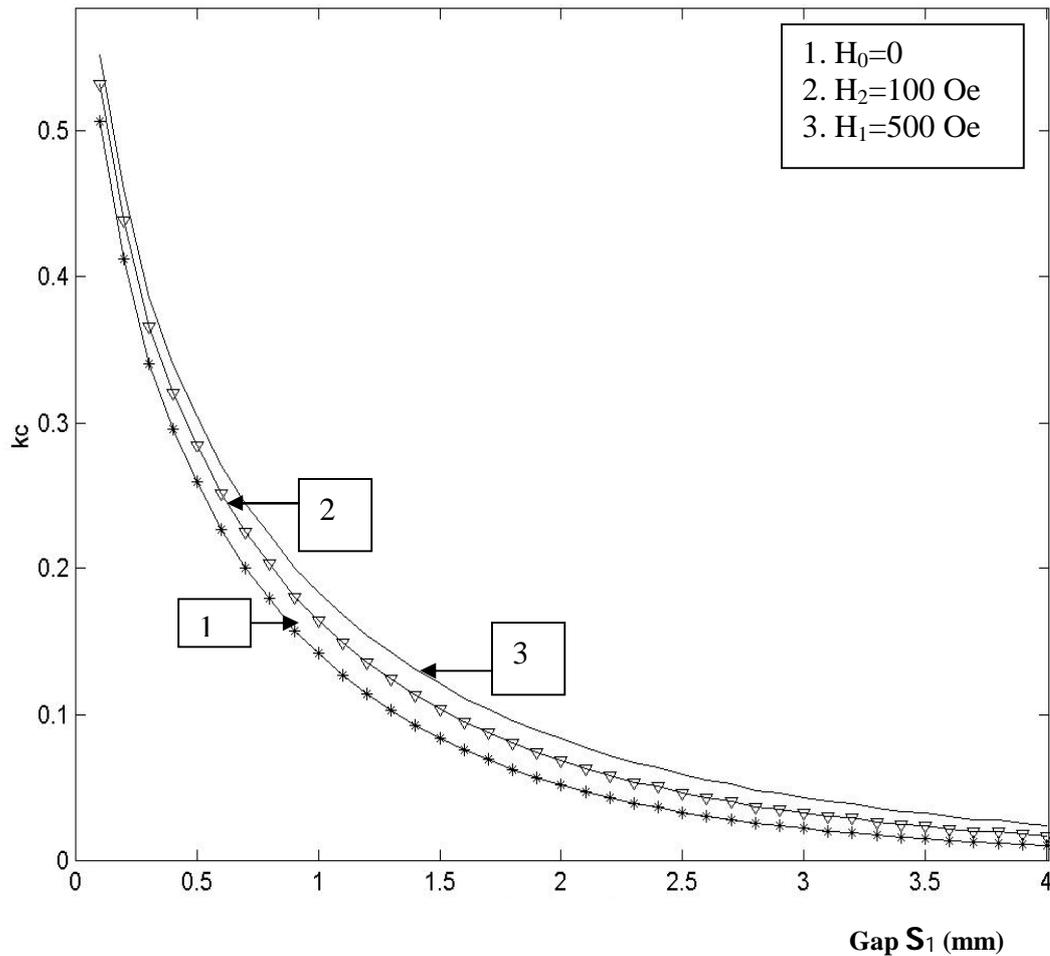


Figure IV.27 : Coefficient de couplage k_c en fonction du gap S_1

pour ($H_1=500$ Oe, $H_2=100$ Oe, $H_0=0$)

IV.2.3.3 Coupleur multicouche [35, 36]

Dans le but de concevoir des coupleurs sur substrat à ferrite, nous proposons l'analyse d'une structure constituée de deux rubans déposés sur un substrat multicouche (ferrite et diélectrique) (**Figure IV.28**).

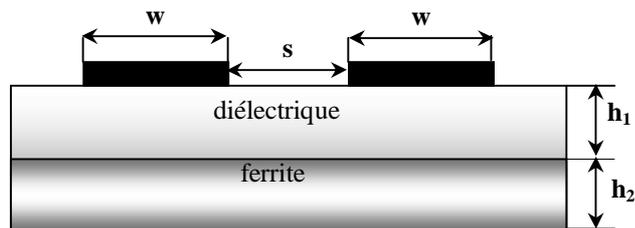


Figure IV.28 : Coupleur multicouche

Les caractéristiques géométriques et physiques de la structure étudiée sont présentées sur le **tableau IV.6**.

Epaisseur du diélectrique (h_1)	1 μm
Epaisseur du ferrite (h_2)	100 μm
Distance (s)	100 μm
Largeur du ruban (w)	200 μm
Magnétisation relative ($4\pi M_s$)	200 G
Perméabilité relative du ferrite (ϵ_{rf})	15.5
Perméabilité relative du diélectrique (ϵ_{rd})	15.5

Tableau IV.6: Paramètres physiques et géométriques du coupleur multicouche

Dans le but de bien montrer l'effet des pertes magnétiques, nous avons calculé pour ce coupleur la constante de propagation normalisée ($\beta_n = \beta/k_0$), l'impédance caractéristique Z_c et la vitesse de phase V_p en fonction de la fréquence pour un ferrite désaimanté. Lorsque le ferrite est désaimanté, il présente un tenseur de perméabilité diagonal approximé de façon rigoureuse par le modèle de Schlomann (chapitre II). Les résultats d'analyse relatifs à la caractérisation des modes pairs et impairs du type quasi-TEM sont présentés respectivement sur les **figures IV.29, IV.30 et IV.31**.

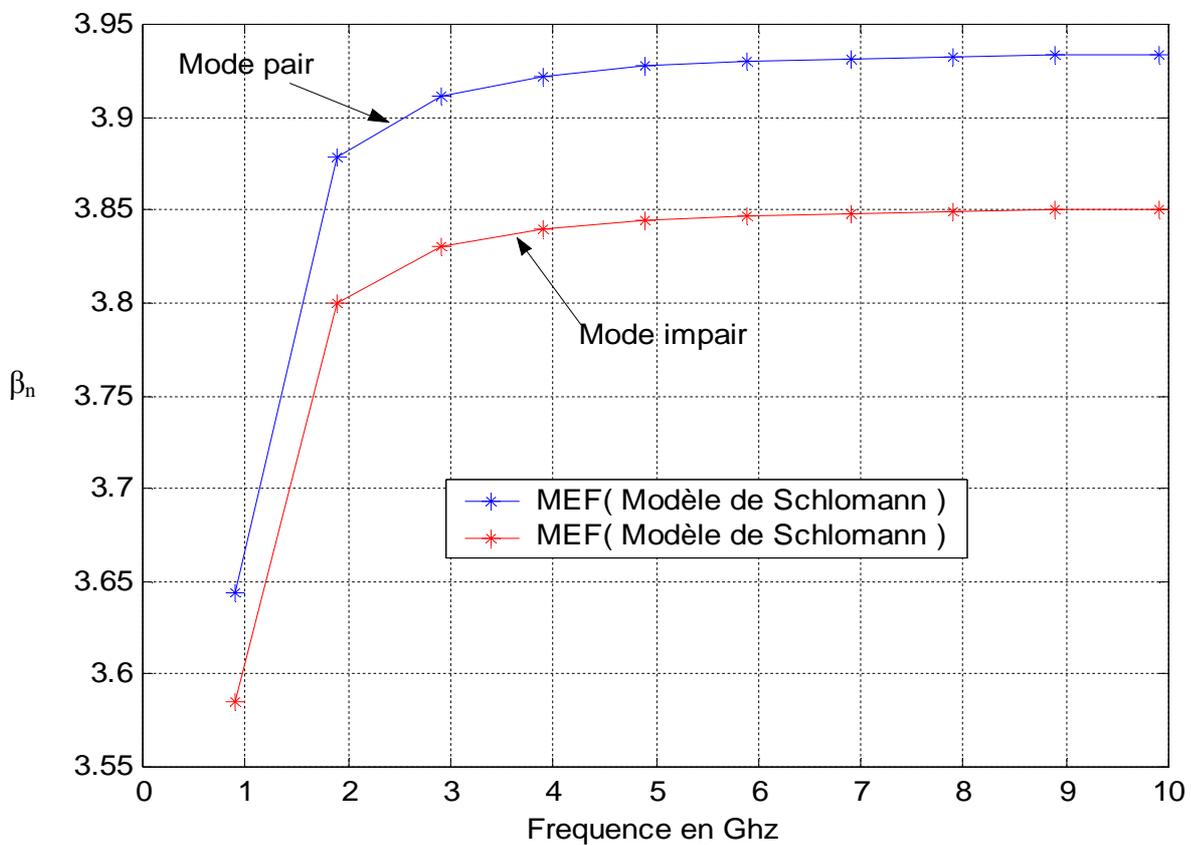


Figure IV.29 : Constante de propagation normalisée en fonction de la fréquence

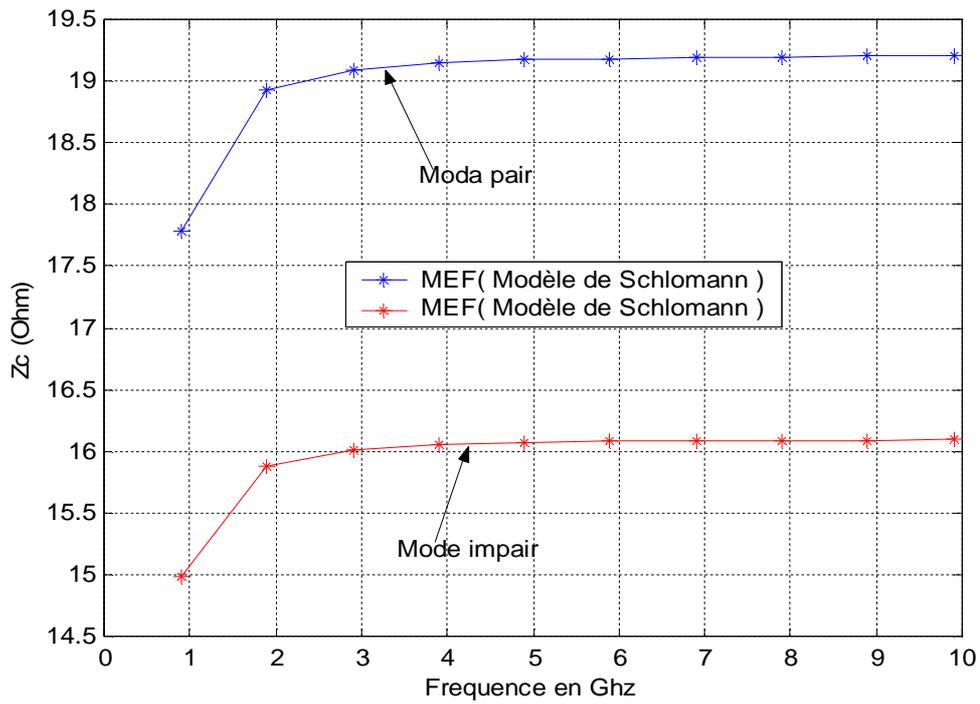


Figure IV.30 : Impédance caractéristique en fonction de la fréquence

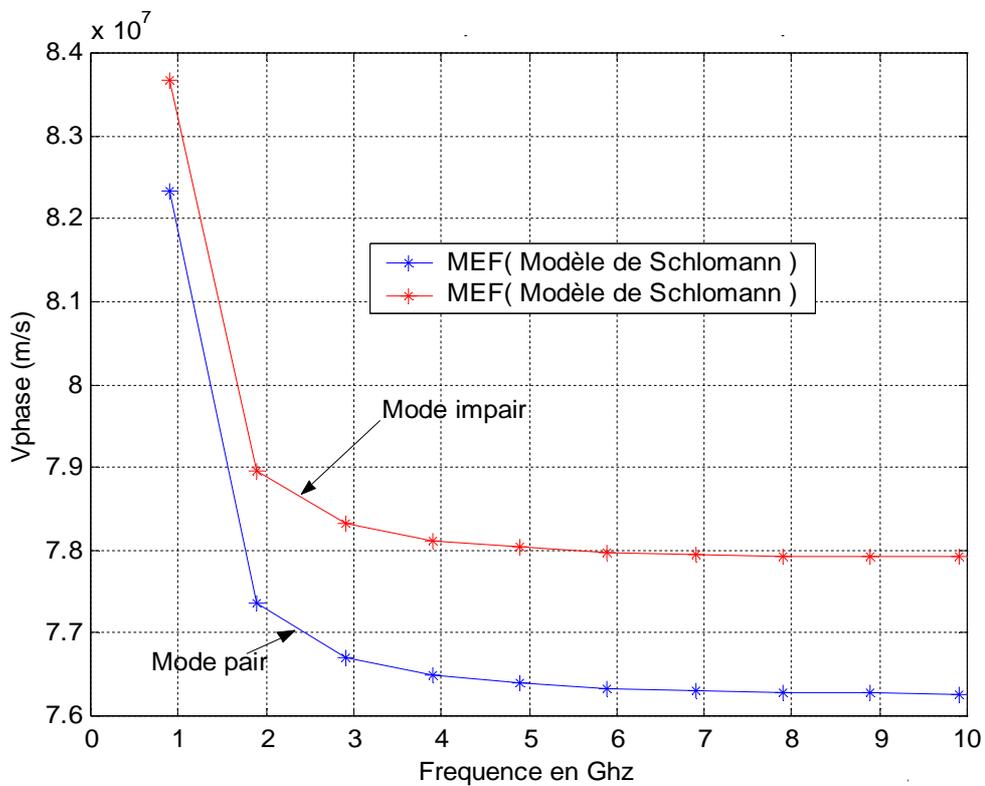


Figure IV.31: Vitesse de phase en fonction de la fréquence

Cette partie regroupe les résultats d'analyse de la même structure du coupleur étudié précédemment mais avec une polarisation transversale du substrat ferrite. Dans ce cas la direction du champ magnétique statique appliqué au ferrite est selon ox .

Dans ce contexte, la section transversale du coupleur blindé analysée est illustrée sur la **figure IV.32**.

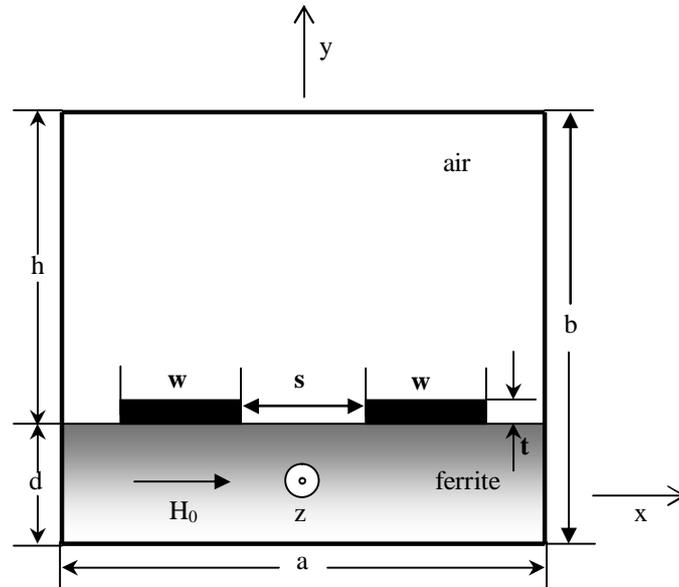


Figure IV.32: Section transversale d'un isolateur planaire

Cette structure est considérée uniforme dans la direction oz , direction de propagation des modes quasi-TEM pairs et impairs.

Pour un champ magnétique statique de direction ox , appliqué au ferrite, le tenseur de perméabilité de ce matériau gyromagnétique s'exprime par :

$$\vec{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu & jk \\ 0 & -jk & \mu \end{bmatrix}$$

Les paramètres caractéristiques et géométriques du coupleur sont mentionnés sur le **tableau IV.7**.

Largeur du ruban (w)	0.9 mm
Epaisseur du ferrite (d)	1 mm
Largeur du blindage (a)	30 mm
Longeur du blindage	11 mm
Hauteur entre les rubans et le plan supérieur (h)	10 mm
Distance (s)	0.8 mm
Epaisseur de la bande (t)	0.01 mm
Perméabilité relative du ferrite (ϵ_{rf})	12.2
Magnétisation à saturation ($4\pi M_s$)	1750 G
Magnétisation maximale ($4\pi M_{max}$)	1730 G
Champ appliqué (H_0)	4300 Oe
Facteur d'atténuation (α)	0

Tableau IV.7: Paramètres physiques et géométriques du coupleur

Une première étape d'étude a consisté à déterminer l'influence du champ magnétique statique appliqué au ferrite sur les constantes de propagation normalisée ($\beta_n = \beta/k_0$), les impédances caractéristiques et les vitesses de phase associés aux deux modes fondamentaux quasi-TEM pair et impair.

Les **figures IV-33 et IV.34** montrent respectivement la variation de la constante de propagation normalisée et l'impédance caractéristique Z_c en fonction de la fréquence, en l'absence d'un champ magnétique externe $H_0 = 0$ (cas isotrope) ainsi qu'en présence d'un champ magnétique d'intensité $H_0 = 4300$ Oe de polarisation du ferrite.

On remarque de ces deux figures que plus H_0 augmente, plus β_n et Z_c augmente mais avec un écart moins important. Ce résultat montre qu'il est possible de modifier l'impédance caractéristique par l'application d'un champ magnétique statique externe H_0 au ferrite.

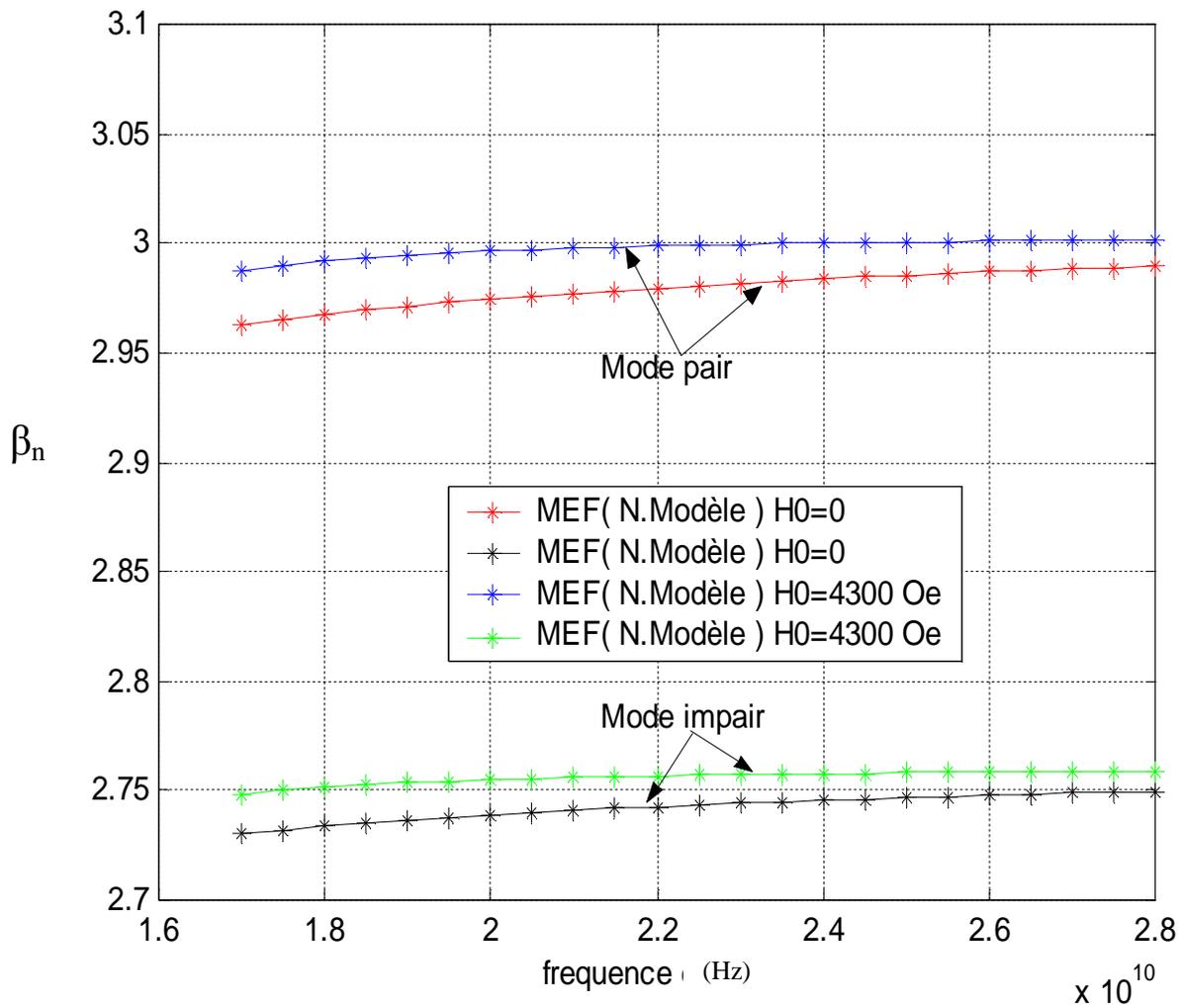


Figure IV.33: Constante de propagation normalisée en fonction de la fréquence

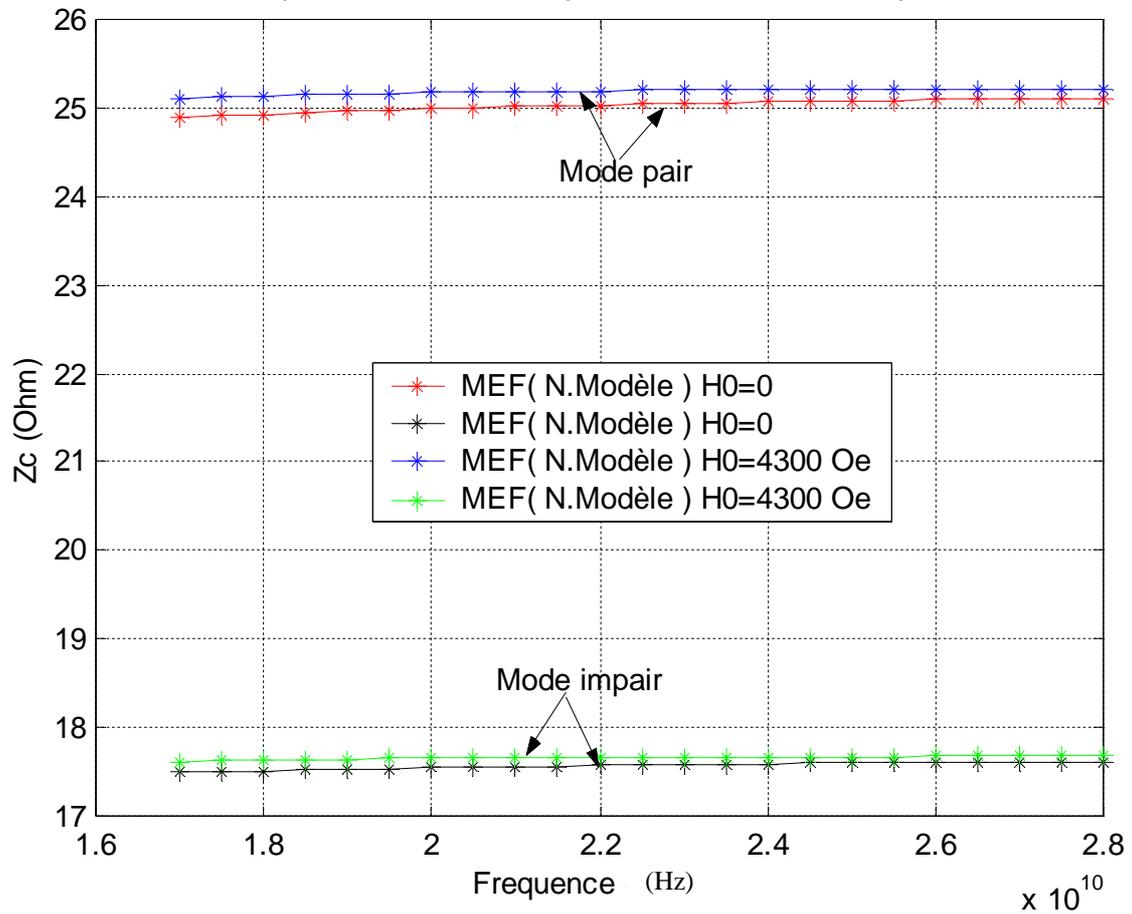


Figure IV.34: Impédance caractéristique en fonction de la fréquence

IV.2.4. Guide d'ondes coplanaire à ferrite polarisé transversalement [38, 39]

Cette étude s'applique à un guide d'ondes coplanaire chargé par une couche de ferrite polarisé transversalement en utilisant la méthode des éléments finis MEF sous l'environnement FEMLAB. La structure du guide est représentée par la **figure IV.35**.

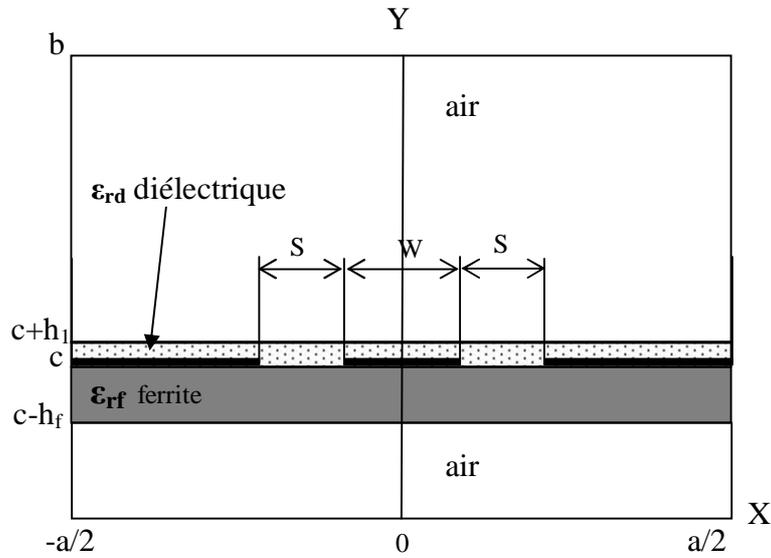


Figure IV.35: Ligne coplanaire avec un substrat de ferrite

Pour des raisons de comparaison de nos résultats avec ceux de la littérature, nous considérons les paramètres géométriques et physiques du guide définis sur le **tableau IV.8**:

A	3.556 mm
b	3.556 mm
c	0.627 mm
h_1	0.127 mm
h_f	0.5 mm
S	0.25 mm
W	0.25 mm
Champ statique de polarisation (H_0)	1100 Oe
Magnétisation de saturation ($4.\pi.M_s$)	1780 Gauss
Constante diélectrique du substrat de ferrite (ϵ_{rf})	13
Constante diélectrique du substrat de diélectrique (ϵ_{rd})	2.22

Tableau IV.8: Paramètres physiques et géométriques du guide coplanaire à ferrite polarisé transversalement

La variation de β_n en fonction de la fréquence est décrite sur les **figures IV.36 et IV.37**.

La **figure IV.36** illustre la variation de la constante de propagation normalisée en fonction de la fréquence dans le cas d'un substrat à ferrite polarisé selon l'axe Ox. Cette grandeur reste relativement constante dans toute la gamme de fréquence d'analyse et ses valeurs restent proche des résultats de la référence [38].

La **figure IV.37** expose aussi la variation de la constante de propagation normalisée en fonction de la fréquence pour un ferrite polarisé selon l'axe Oy. Dans ce cas, la croissance de β_n en fonction de la fréquence est un peu plus rapide, avec des valeurs convergents avec ceux de la référence [38].

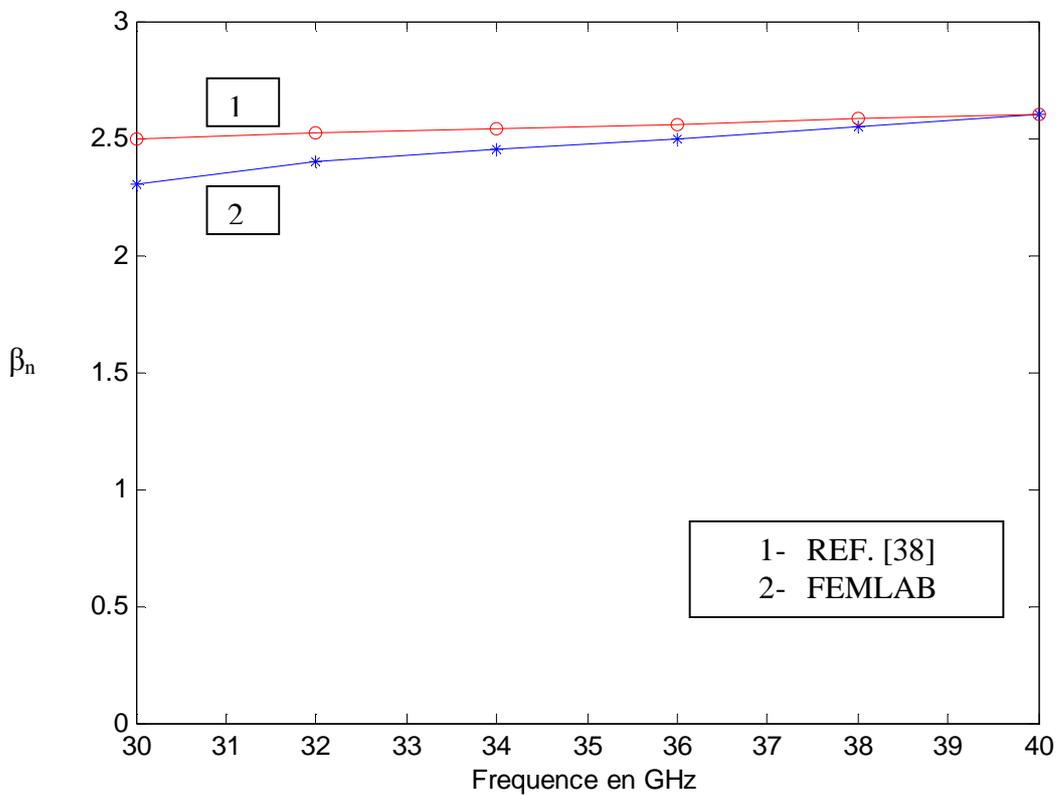


Figure IV.36 : Variation de β_n en fonction de la fréquence pour un ferrite polarisé suivant l'axe Ox

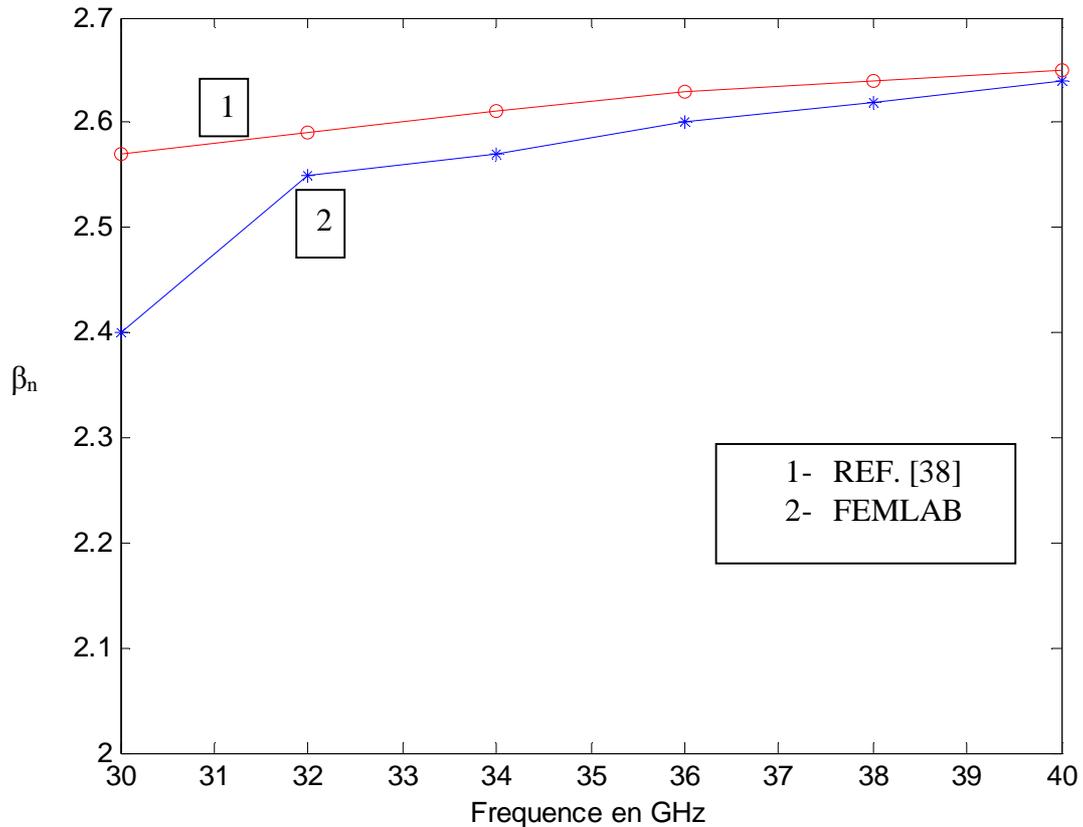


Figure IV.37: Variation de β_n en fonction de la fréquence pour un ferrite polarisé suivant l'axe Oy

IV.3 CONCLUSION

L'analyse des dispositifs microélectroniques, à base d'un matériau anisotrope comme le ferrite polarisé à une intensité quelconque, par la MEF sous les environnements MATLAB, FEMLAB et FREEFEM++, nous a permis de concevoir des déphaseurs réglables par commande électronique à l'aide du champ de polarisation induit dans le milieu magnétique. Les résultats obtenus, validés par ceux de la littérature, dénotent la validité des modèles théoriques conçus. Ces outils numériques permettent aux concepteurs des circuits microélectroniques à ferrite de caractériser leurs paramètres essentiels tels que l'impédance caractéristique, le déphasage, la vitesse de phase, le coefficient de couplage, ...La particularité de ces modèles numériques est l'exploitation de la méthode des éléments finis en deux dimensions qui possède le caractère de généralité et de rigueur.

Les résultats de nos travaux de recherche regroupés dans cette thèse concernent les dispositifs microélectroniques, c'est pourquoi seul les résultats d'analyse des déphaseurs planaires sont exposés ici. Néanmoins, d'autres fonctions d'isolation et de circulation peuvent être aussi mises en évidence par ces mêmes techniques, moyennant un choix judicieux des circuits réalisants ces fonctions. A titre d'exemple, nous avons analysé d'autres structures à ferrites tels que les résonateurs cylindriques à ferrite insérés dans des cavités métalliques en vue de déterminer les paramètres caractéristiques de leurs modes de résonance. Ces dispositifs, trouvant leurs applications dans les circulateurs, sont étudiées en détail dans les références [39] et [40].

Références

- [1] Logiciels MATLAB, FEMLAB, FREEFEM++, disponible au sein du Laboratoire STIC, de la Faculté des Sciences de l'Ingénieur de l'Université de Tlemcen.
- [2] M. Feham, "Analyse rigoureuse par la méthode des éléments finis des structures résonnantes passives micro-ondes", Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Tlemcen, 1996.
- [3] S. Dali: "Conception et modélisation des circuits planaires millimétriques", Thèse de Magister, Université de Tlemcen, 2002.
- [4] K. Nouri: " Contribution à l'analyse des discontinuités en guides d'ondes rectangulaires par la méthode des éléments finis et conception des filtres micro-ondes", Thèse de Magister, Université de Tlemcen, 2002.
- [5] K. Nouri, M. Feham, N. Benahmed, M. Meliani, S. Dali, M. Kameche, "Analyse dans les plans E et H des multiportes en guides d'ondes métalliques rectangulaire par la méthode des éléments finis", Conférence Internationale sur les Systèmes de télécommunications, d'Electronique Médicale et d'Automatique, CISTEMA'2003, Tlemcen, Algérie, 27-29 Septembre 2003.
- [6] N. Benahmed, M. Feham, M. Meliani, "Conception d'une sonde RMN de forme conique, à fort coefficient de qualité, fonctionnant à 500 Mhz et utilisant le résonateur à bandes symétriques blindé ", ELECOM'04, Saida, 4-5 May 2004.
- [7] N. Benahmed, M. Feham, M. Meliani, M. Kameche, N. Benabdellah, "Design NMR probes using the shielded symmetrical band resonator at high frequencies", Mediterranean Microwave Symposium, MMS'2004, Marseille, France, 1-3 Juin 2004.
- [8] N. Benahmed, M. Feham, M. Meliani, M. Kameche, N. Benabdellah, "Design NMR probes using the shielded split ring resonator at high frequencies", Mediterranean Microwave Symposium, MMS'2004, Marseille, France, 1-3 Juin 2004.
- [9] N. Benahmed, M. Feham, M. Meliani, "Analyse numérique de l'effet de l'épaisseur sur les caractéristiques électromagnétiques de la bande symétrique sous écran ", ELECOM'04, Saida, 4-5 May 2004.
- [10] S. Dali, N. Benahmed, M. Feham, M. Meliani, M. Kameche, K. Nouri, "Caractérisation électromagnétique des circuits planaires microondes sur film", Mediterranean Microwave Symposium, MMS'2004, Marseille, France, 1-3 Juin 2004.
- [11] S. Dali, N. Benahmed, M. Feham, M. Meliani, "Haute performance des lignes micro-rubans micro-usinées sur membranes pour les systèmes de télécommunications", ELECOM'04, Saida, 4-5 May 2004.

- [12] S. Dali, M. Feham, N. Benahmed, M. Meliani, K. Nouri, "Hautes performances des lignes planaires usinées sur membrane : Application à la conception des filtres millimétriques", Conférence Internationale sur les Systèmes de télécommunications, d'Electronique Médicale et d'Automatique, CISTEMA'2003, Tlemcen, Algérie, 27-29 Septembre 2003.
- [13] N. Benahmed: " Analyse électromagnétique des lignes de transmission et Caractérisation numérique des discontinuités micro-ondes: -Application à la conception des circuits micro-ondes "; Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Tlemcen, 2002.
- [14] M. Horno, F. L. Mesa, F. Medina and R. Marques, "Quasi-TEM Analysis of multilayered, multiconductor coplanar structures with dielectric and magnetic anisotropy including substrate losses", IEEE transactions on microwave theory and techniques, vol 38, N°8, 1990.
- [15] Z. Panic and R. Mittra, "Quasi-TEM Analysis of Microwave Transmission Lines by the Finite Element Method", IEEE transactions on microwave theory and techniques, vol. 44, N°11, 1986.
- [16] A.R. Djordjevie, D.D. Cvetković, G.M. Cuijé and MBBazdar, «Circuit-Analysis Models for Multiconductor Transmission Lines», Artech House Publishers, London 1996.
- [17] S. K. Koul & B. Bhat, "Microwave and millimetre wave phase shifters, Volume 1, Dielectric and ferrite phase shifters", Artech House, 1991.
- [18] B. Benbakhti: " Analyse et Conception des dispositifs micro-électroniques à ferrites"; Thèse de Magister, Université de Tlemcen, 2002.
- [19] M. I. Sobhy, M.W.R.Ng, R.J.Langley et J.C.Batchelor, "TLM analysis of microstrip patch antenna on ferrite substrate", IEEE transactions on microwave theory and techniques, University of Kent at Canterbury, Canterbury, Kent, CT2 7NT, U.K, 1999.
- [20] Peng Thian Teo, K.A.Jose, Y.B.Gan, IV.K.Varadan, "Adaptive ferroelectric phased shifters for phased array antenna", IEEE transactions on microwave theory and techniques, Center for the Engineering of electronic and acoustic materials, the pennsylvania state university, Singapore 118230, 1996.
- [21] P. F. Combes, J. Graffeuil, J. F. Sautereau, «Composants, dispositifs et circuits actifs en micro-ondes», Dunod Université, 1985.
- [22] T. Fukusako, Y. Seki et N. Mita, "Dispersion characteristic of microstrip line using ferrite substrate magnetised longitudinally", IEE Electronic Letters Online, vol 34, N°16, 1998.

- [23] S. Bolioli, H. Benzina, H. Baudrand and B. Chan, "Centimeter-wave microstrip phase shifter on a ferrite-dielectric substrate", IEEE transactions on microwave theory and techniques, vol 37, N°4, 1989.
- [24] M. Meliani, B. Benbakhti, M. Feham, « Analyse des structures planaires multicouches à ferrite par la méthode des éléments finis », Revue Internationale Afrique science, Vol.1, N°2, Novembre 2005.
- [25] M. Meliani, B. Benbakhti, M. Feham, « Microstrip phase shifter on a dielectric–ferrite substrate for antennas alimentation », Mediterranean Microwave Symposium, MMS'2005, 6-8 September 2005.
- [26] B. Benbakhti, M. Meliani, M. Feham, N. Benahmed, S. Dali, "Déphaseurs planaires sur substrat dielectrique-ferrite pour alimentation des réseaux d'antennes", Conférence Internationale sur les Systèmes de télécommunications, d'Electronique Médicale et d'Automatique, CISTEMA'2003, Tlemcen, Algérie, 27-29 Septembre 2003.
- [27] M. Meliani, B. Benbakhti, M. Feham, N. Benahmed, "Direct method of characterization of microwave planar phase-shifters with ferrite substrate", Mediterranean Microwave Symposium, MMS'2004, Marseille, France, 1-3 Juin 2004.
- [28] M. Meliani, B. Benbakhti, M. Feham, « Electromagnetic characterization of the multi-layer planar structures with ferrites »; Mediteranian Microwave Symposium, MMS4, Marseille, Juin 2004.
- [29] Jerzy Mazur, Piotr Kutysz, and Andrzej C' wikła, "Coupled-Mode Analysis of Ferrite Microstrip Lines", IEEE Microwave and Guided Wave, Vol. 9, N°. 8, August 1999.
- [30] M. Matsunaga, "A coupled-Mode theory-based analysis of coupled microstrip lines on a ferrite substrate", Progress in electromagnetics research, PIER 42, 219-232, 2003.
- [31] M. Matsunaga, "A coupled-Mode theory-based analysis of coupled microstrip lines on a ferrite substrate", Progress in electromagnetics research, PIER 42, 219-232, 2003.
- [32] S. Seghier, "Analyse électromagnétique des lignes couplées et conceptions de coupleurs performants », thèse de Magister en micro-ondes et télécommunications, Saida, 2006.
- [33] Jerzy Mazur, Mateusz Mazur, and Jerzy Michalski, "Coupled-Mode Design of Ferrite-Loaded Coupled-Microstrip-Lines Section", IEEE Transactions on MTT, Vol. 50, N°. 6, June 2002
- [34] E. Drake, F. Medina and M. Horno, "An Improved Iterative Technique for the Quasi-TEM Analysis of Generalized Planar Lines", IEEE Trans. Microw. Theory Tech, , vol 40, N°4, 1992.

- [35] M. Meliani, B. Benbakhti, M. Feham, N. Benahmed, "Direct method of characterization of microwave planar phase-shifters with ferrite substrate", Mediterranean Microwave Symposium, MMS'2004, Marseille, France, 1-3 Juin 2004.
- [36] M. Meliani, B. Benbakhti, M. Feham, N. Benahmed, S. Dali, S. M. Irid, "Electromagnetic characterization of the multilayer planar structure with ferrite", Mediterranean Microwave Symposium, MMS'2004, Marseille, France, 1-3 Juin 2004.
- [37] Y. Chourak, M. Meghezi, «Caractérisation micro-ondes des ferrites en couche minces », mémoire d'Ingénieur d'Etat en Télécommunications, Université de Tlemcen, 2004.
- [38] L. Zhou and L. E. Davis, « Analysis of coplanar waveguide with ferrite magnetised in an axial or transverse direction », IEEE, on Magnetics, Vol. 33, N° 2, 1997.
- [39] A. Bouchaour et W. Bouchaour, « Analyse électromagnétique des résonateurs à ferrite », mémoire d'Ingénieur d'Etat en Electronique option communication, Université de Tlemcen, 1998.
- [40] M. Meliani, M. Feham, "Caractérisation électromagnétique des résonateurs à ferrite pour des applications en micro-ondes", Journées Nationales sur les énergies renouvelables, JNVER'99, Symposium Proceedings, Novembre 1999, Tlemcen (ALGERIE).

Chapitre I

**LE MAGNETISME ET SES
APPLICATIONS**

I.1. Etude du magnétisme

Un matériau magnétique est composé d'un ensemble de cristaux. Chaque cristal est une structure spatiale périodique d'ions d'éléments simples. Chacun de ces ions étant formé d'un noyau et d'un nuage d'électrons, la théorie du magnétisme doit étudier :

- le magnétisme des particules élémentaires,
- le magnétisme d'un ensemble organisé de particules : atome ou ion,
- le magnétisme d'un ensemble régulier d'ions (cristal),
- et enfin, le magnétisme d'un ensemble ordonné ou désordonné de cristaux.

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

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

I.1.1. Les origines électroniques du magnétisme [1] [2]

On considère, à l'intérieur d'un atome, un électron qui tourne autour du noyau (**figure I.1**).

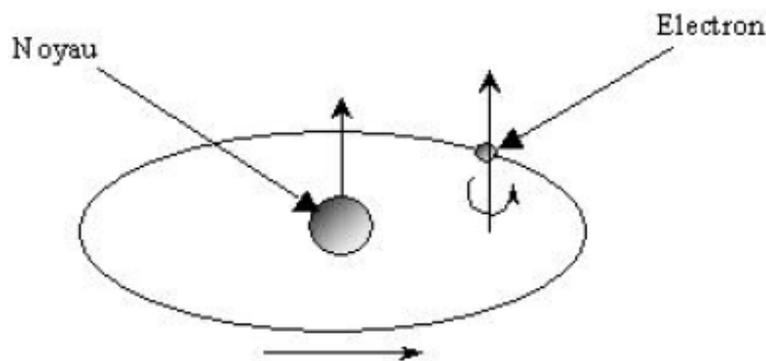


Figure I.1 : Mouvements de l'électron

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

I.1.1.1. Le moment orbital

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

$$\mathbf{i} = -e \cdot \mathbf{f} \quad (\text{I-1})$$

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

$$\vec{\mu}_L = \pi r^2 \cdot \mathbf{i} \cdot \vec{n} \quad (\text{I-2})$$

Où : \vec{n} , normale orientée à la surface de la spire et r est rayon de l'orbite.

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

$$\mu_B = \frac{e}{2m} \cdot \frac{h}{2\pi} = 9.274 \times 10^{-24} \text{ A.m}^2 \quad (\text{I-3})$$

Où e est la charge de l'électron ($-1.607 \cdot 10^{-19}$ C) ;

m est la masse de l'électron ($9.107 \cdot 10^{-31}$ kg) ;

h représente la constante de Planck ($6.62 \cdot 10^{-34}$ J.s).

I.1.1.2. Le moment de spin

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

I.1.1.3. Le moment magnétique total

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

$$\mu = J_q \cdot g \cdot \mu_B \quad (\text{I-4})$$

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

I.1.2. Les différentes classes de matériaux [2] [3]

Tout d'abord, il est nécessaire de présenter les différentes relations décrivant un matériau magnétique soumis à un champ magnétique externe \vec{H} . L'induction magnétique \vec{B} à l'intérieur du matériau est liée au champ magnétique \vec{H} , à l'aimantation \vec{M} et à la densité d'aimantation \vec{J} de la façon suivante :

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 \cdot \vec{H} + \vec{J} \quad \text{I-5}$$

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

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

$$\vec{M} = \chi \cdot \vec{H} \quad \text{I-6}$$

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

$$\mu_r = 1 + \chi \quad \text{I-7}$$

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

- diamagnétiques : $\chi < 0$, de l'ordre de -10^{-6} .
- paramagnétiques : $\chi > 0$, très dispersé et inférieur à 10^{-3} .
- ferromagnétiques : existence d'une aimantation spontanée ou rémanente très grande et

χ est très grand et varie avec \vec{H} .

Il est important de noter que les corps ferromagnétiques deviennent paramagnétiques au-delà d'une certaine température dite température de Curie.

Nous allons maintenant présenter de façon plus approfondie ces différents types de matériaux.

I.1.3. Le diamagnétisme [2] [4] [5]

Le diamagnétisme caractérise en général des substances qui ne comportent que des atomes non magnétiques. Il se définit comme étant une réaction de la matière aux variations du champ magnétique extérieur. Il s'agit en fait du résultat de l'application de la loi de Lenz à l'édifice

atomique en considérant les orbites électroniques comme des circuits dont la résistance serait nulle. L'application d'un champ crée donc un moment permanent dont le champ s'oppose au champ appliqué. Le calcul de cet effet est basé sur l'utilisation du théorème de Larmor qui peut s'énoncer de la façon suivante : le mouvement des électrons d'un atome dans un champ magnétique est, si on ne considère que le premier terme de la perturbation apportée par le champ, le même qu'en l'absence de champ, avec, en plus, une précession angulaire ω telle que :

$$\omega = \gamma_L H = \frac{\mu_0 e}{2m} H \quad \text{(I-8)}$$

La valeur de γ_L correspond à 17 kilocycles par ampère par mètre.

Le sens de rotation par rapport à H se fait dans le sens positif. Le théorème de Larmor a été démontré dans le cas d'un ion en se basant sur le théorème du moment cinétique.

Il est aussi nécessaire de donner ici l'expression de la susceptibilité diamagnétique :

$$\chi_d = \frac{1}{\mu_0} \frac{M}{H} = -\mu_0 \frac{N.Z.e^2}{6m} \langle r^2 \rangle \quad \text{(I-9)}$$

Il s'agit de l'expression de Langevin corrigée par Pauli. Z représente le numéro atomique, $\langle r^2 \rangle$ est la valeur moyenne du carré de la distance des électrons au noyau et enfin N est le nombre d'atomes par unité de volume. Nous constatons bien que χ_d est négatif. Cela vient du signe du courant dû au sens de rotation des électrons.

Ce type de magnétisme existe aussi dans les substances possédant des atomes magnétiques (cas des substances ferromagnétiques) mais, il est si faible qu'il est alors totalement masqué par la contribution des atomes magnétiques.

I.1.4. Le paramagnétisme [2] [4] [5]

Le paramagnétisme est un processus d'aimantation par passage d'un état désordonné à un état ordonné. Considérons un milieu contenant N atomes par unité de volume, chaque atome ayant un moment magnétique $\vec{\mu}$.

Si aucun champ directeur ne vient aligner les moments ceux-ci seront dirigés au hasard et leur résultante sera nulle. Par contre, si un champ magnétique est appliqué dans le milieu il va tendre à orienter les moments parallèlement à lui même. Cette orientation est contrebalancée par l'agitation thermique qui disperse l'orientation des moments. Le moment résultant des N atomes est donc fonction du rapport $\frac{H}{T}$ du champ à la température absolue T.

La susceptibilité magnétique des substances paramagnétiques a été calculée respectivement par Langevin et Brillouin. L'expression qu'ils ont obtenue est la suivante :

$$\chi_p = \frac{\mu_0 N \mu^2}{3KT} = \frac{C}{T} \quad \text{(I-10)}$$

Où μ est le module du moment magnétique de l'atome et K la constante de Boltzmann ($K=1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$).

Dans cette expression C représente la constante de Curie. De plus, la relation (I.10) n'est valable que si $\mu H \ll KT$.

I.1.5. Le ferromagnétisme [2] [4] [5] [6] [7] [8]

I.1.5.1. Définition

Dans une substance ferromagnétique les moments magnétiques d'atomes voisins sont parallèles entre eux (**figure I.2**).

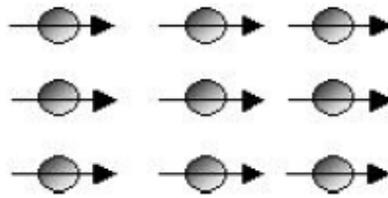


Figure I.2 : Réseau de spins

Cet alignement des moments est dû au fait qu'il existe une interaction interne appelée champ d'échange ou champ moléculaire. Ce champ d'échange peut être considéré comme l'équivalent d'une induction magnétique (B_E). Son intensité peut atteindre 10^3 Tesla. Dans l'approximation du champ moyen, chaque atome magnétique est donc soumis à un champ proportionnel à l'aimantation :

$$\vec{B}_E = \lambda \cdot \vec{M} \quad \text{(I-11)}$$

Où λ est une constante indépendante de la température et où l'aimantation M est, par définition, le moment magnétique par unité de volume. Donc, d'après (I.11) chaque spin subit l'aimantation moyenne due à tous les autres. En fait, il ne peut subir que l'influence de ses proches voisins.

En réalité, le phénomène mis en jeu est plus complexe que cela. En effet, le champ moléculaire est une approximation de l'interaction d'échange de la mécanique quantique. On montre que l'énergie d'interaction des atomes i, j portant les spins S_i, S_j possède un terme :

$$E = -2J_e S_i \cdot S_j \quad (\text{I-12})$$

L'équation (1.12) est appelée modèle d'Heisenberg. Cette énergie d'échange est due à l'interaction spin spin des couches non saturées responsables des moments. Elle peut être positive, négative ou nulle, et elle dépend :

- de la distance entre les atomes voisins, comparée au diamètre de la couche électronique responsable du moment de spin,
- et de l'angle entre les moments des deux atomes.

Dans l'expression (1.12), J_e représente l'intégrale d'échange qui est liée au recouvrement des distributions de charge des atomes i, j . C'est en fait J_e qui est responsable de l'orientation des moments de spin. Ce terme est très sensible à la distance inter atomique.

Il existe neuf éléments ferromagnétiques à l'état pur dans la nature : les trois éléments de transition fer, cobalt et nickel, ainsi que six terre rares (Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm).

I.1.5.2. Température de Curie

A ce stade, il est nécessaire d'introduire la notion de température de Curie (T_c). En mesurant, en fonction de la température, la susceptibilité magnétique de différents corps, Pierre Curie a observé plusieurs phénomènes (figure I.3) :

- le diamagnétisme est insensible à la température et indépendant de l'intensité du champ,
- plus la température est élevée, plus la susceptibilité paramagnétique est petite,
- au-delà d'une certaine température critique (T_c), les ferromagnétiques perdent leurs propriétés magnétiques caractéristiques et se comportent comme des paramagnétiques.

Ce dernier point peut s'expliquer par le fait que lorsqu'on augmente la température on augmente aussi l'agitation thermique des atomes : ils deviennent plus mobiles et moins stables. Ainsi, dans les corps ferromagnétiques, les fluctuations des moments magnétiques atomiques sont telles, au-delà de la température de Curie, que le corps perd toute organisation magnétique et devient aussi désordonné qu'un matériau paramagnétique.

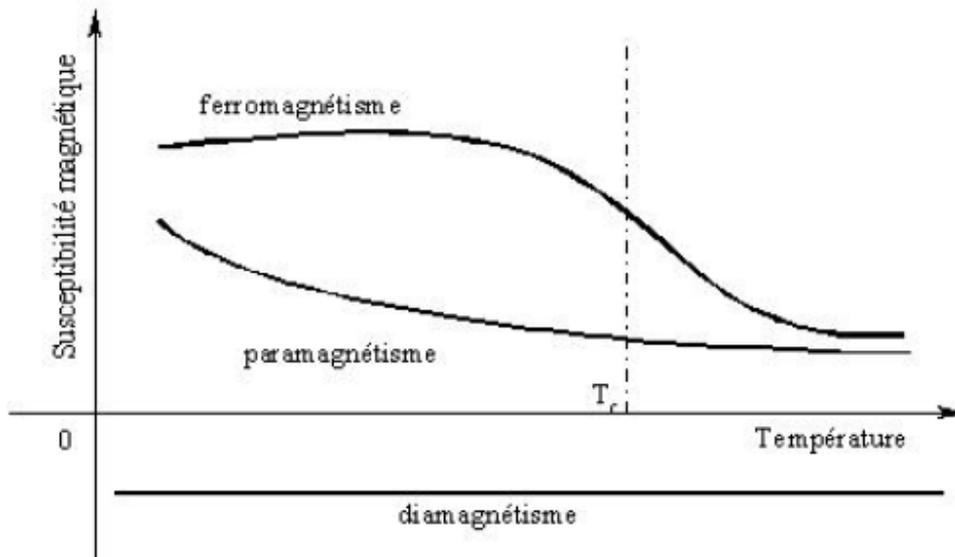


Figure I.3: Comportement des matériaux en fonction de la température

I.1.5.3. Domaines magnétiques et cycle d’hystérésis

I.1.5.3.1 Domaines magnétiques

Un morceau de matériau ferromagnétique n’est pas toujours spontanément aimanté : il peut présenter un moment magnétique nul. En effet, le matériau est divisé en domaines magnétiques appelés domaines de Weiss qui sont spontanément aimantés (**figure I.4**).

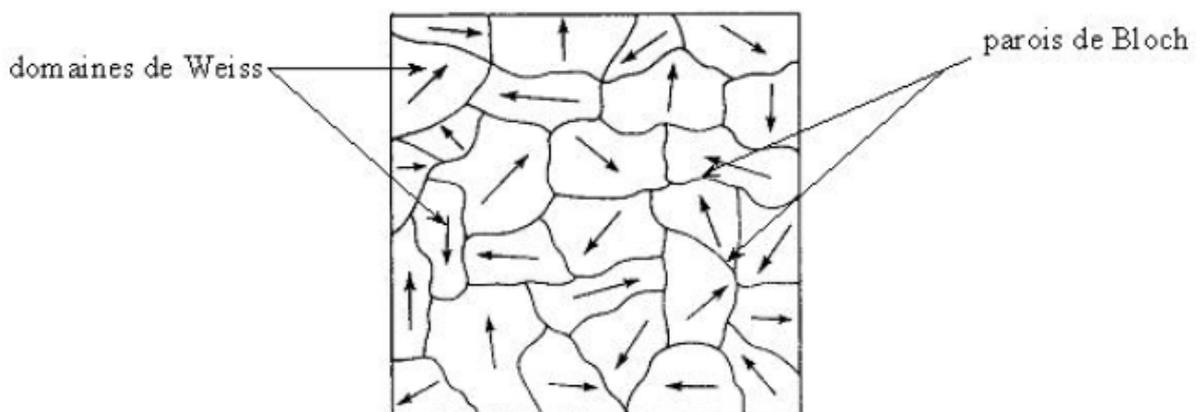


Figure I.4: Aspect de la répartition des domaines dans un cristal

C'est la condition rendant l'énergie magnétique minimale qui est responsable de la décomposition du cristal en domaines dont l'orientation des moments est liée aux directions de facile aimantation. D'un domaine à l'autre la direction de l'aimantation spontanée locale varie donc de telle sorte que le moment magnétique total de l'échantillon est nul.

Ces domaines sont séparés par des parois appelées parois de Bloch.

La répartition de l'aimantation dans les couches minces peut différer de celle dans le massif, par suite :

- d'effets dimensionnels : les champs démagnétisants, dont nous donnerons la définition ultérieurement, varient fortement avec la géométrie,
- d'effets de structure : différentes anisotropies sont spécifiques aux couches minces.

En effet, lorsque la couche est suffisamment mince (épaisseur inférieure à 400 \AA), les champs démagnétisants dans le plan de la couche sont très faibles et la répartition en domaines, rencontrée dans les matériaux ferromagnétiques massifs, n'est plus énergétiquement favorable. La couche est alors monodomaine et sous l'action d'un champ extérieur, le renversement de l'aimantation se fait par rotation cohérente des spins. Par contre, lorsque l'épaisseur augmente, la configuration en domaines est la plus favorable d'un point de vue énergétique. Une paroi de Bloch présente toujours une épaisseur très petite devant ses deux autres dimensions. L'aimantation est dans ce cas parallèle à la paroi et l'énergie de champ démagnétisant dans la paroi reste très faible. La figure ci-dessous montre la répartition des spins pour une paroi de Bloch.



Figure I.5: Répartition des spins dans le cas d'une paroi de Bloch

Pour une couche mince, l'une des dimensions de la paroi peut devenir de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche. Dans ce cas l'énergie de champ démagnétisant de paroi devient très grande et l'état d'énergie libre minimum correspond à une répartition de l'aimantation dans la paroi différente de celle dans les parois de Bloch. La rotation de l'aimantation se fait dans le plan. Cette répartition est caractérisée par les parois de Néel (**figure I.6**).



Figure I.6: Répartition des spins dans le cas d'une paroi de Néel

I.1.5.3.2 Cycle d'hystérésis

La courbe de première aimantation et le cycle d'hystérésis sont deux propriétés importantes des substances ferromagnétiques. En effet, la plupart des applications technologiques sont basées sur l'existence de ce cycle. Par définition, le cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique est le tracé de l'induction en fonction du champ H extérieur appliqué :

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 \cdot (1 + \chi) \cdot \vec{H} = \mu \cdot \vec{H} \quad (\text{I-13})$$

Souvent on se contente de représenter M en fonction de H . Pour un matériau polycristallin non orienté, le cycle a la même forme quelle que soit la direction du champ H appliqué. Par contre, si le matériau est orienté, le cycle dépend de la direction de ce champ. La **figure I.7** ci-après donne un exemple de cycle d'hystérésis pour un matériau aimanté.

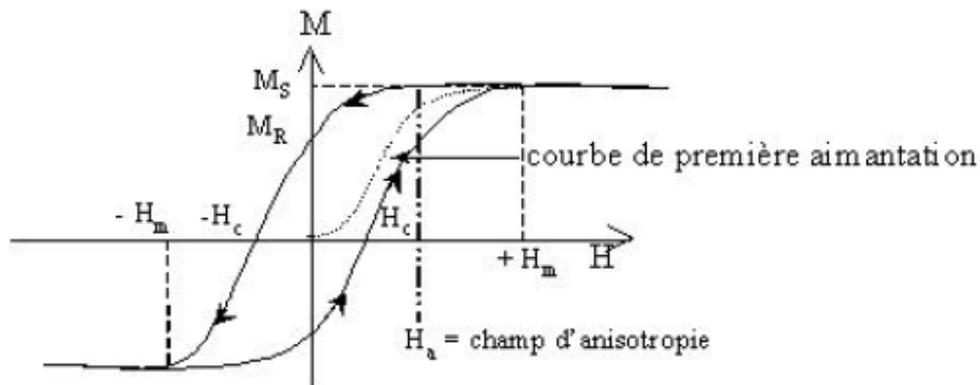


Figure I.7: Cycle d'hystérésis d'un matériau aimanté

Si on applique un champ à un matériau, on modifie la répartition des domaines par déplacement des parois et il en résulte une variation de l'aimantation. Celle-ci est représentée en pointillés sur la **figure I.7** et est appelée courbe de première aimantation. Cette courbe présente une

décroissance de sa pente qui finit par s'annuler. La valeur de l'aimantation à saturation (M_s) est obtenue lorsque tous les spins sont parallèles. La pente à l'origine de cette courbe s'appelle la perméabilité initiale du matériau. Cette perméabilité initiale μ_i représente la valeur $\frac{\Delta M}{\Delta H}$ dans l'état démagnétisé. En fait, la courbe d'aimantation dépend beaucoup de la pureté de l'échantillon.

Si le champ varie entre deux valeurs extrêmes ($-H_m$, $+H_m$), la variation de l'aimantation n'est plus réversible et décrit un cycle d'hystérésis.

Le champ coercitif représente la valeur du champ à partir de laquelle le retournement des moments devient possible. Grâce à celui-ci on peut définir deux catégories de matériaux :

- les matériaux à grand champ coercitif (plusieurs centaines de kA/m) s'appellent des matériaux durs. Ils sont utilisés pour la réalisation d'aimants permanents ou d'éléments de mémoire,
- par opposition, les matériaux possédant une faible valeur du champ coercitif (quelques A/m) sont dits doux. Ils constituent des circuits magnétiques pour transformateurs ou des pièces de blindage magnétique.

A partir du tracé du cycle d'hystérésis on peut aussi évaluer la valeur du champ d'anisotropie (voir **figure I.7**). En effet, c'est la valeur du champ pour lequel l'aimantation est alignée avec celui-ci lorsqu'il est dans la direction de difficile aimantation. Il indique la facilité avec laquelle on peut faire basculer l'aimantation d'un matériau. Il s'agit d'un champ fictif auquel correspond une énergie : l'énergie d'anisotropie, que nous allons présenter dans le paragraphe suivant.

I.1.5.4. Energie d'anisotropie magnétocristalline

I.1.5.4.1 Définition

Cette énergie résulte de la structure cristalline elle-même. En effet, les moments des atomes tendent à s'orienter dans certaines directions dites directions de facile aimantation. Si un moment atomique est orienté dans une direction différente des directions de facile aimantation, il possède une certaine énergie potentielle d'anisotropie dépendant de l'angle du moment avec les directions de facile aimantation. Cette énergie est minimale lorsque le moment est orienté suivant l'axe de facile aimantation.

Pour un corps ferromagnétique, l'orientation des domaines peut être modifiée par l'application d'un champ directeur suivant une direction bien déterminée par rapport aux axes du cristal. Cette

orientation des domaines va provoquer une aimantation résultante de l'ensemble du cristal et la courbe fournissant M en fonction de H pourra être tracée. L'énergie nécessaire pour amener l'ensemble des moments dans la direction du champ est donnée par :

$$E = \int H.dM \tag{I-14}$$

Cette énergie est différente selon l'orientation de H, c'est à dire de M à saturation, par rapport aux axes du cristal.

Par exemple, l'expression générale de E, pour un système cubique, est de la forme :

$$E = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots \tag{I-15}$$

où les deux premiers termes suffisent et font apparaître deux constantes K_1 et K_2 . De plus, α_1 , α_2 et α_3 sont les cosinus directeurs de l'aimantation par rapport aux trois axes du cristal. Le nickel et la plupart des ferrites correspondent à un K_1 négatif. Pour les applications hautes fréquences il faut réduire au maximum K_1 de façon à réduire les pertes. A titre d'exemple, quelques valeurs de K_1 sont reportées dans le tableau ci-dessous :

	Fe	Ni	MnOFe ₂ O ₃	FeOFeO ₃	NiOFe ₂ O ₃
K_1 à 300°K en Joules/m ³	4,2.10 ⁴	-5.10 ³	-3.10 ²	-1,1.10 ⁴	6,2.10 ³

Tableau I.1: Valeurs de K_1 pour quelques éléments

I.1.5.4.2 Variation de l'énergie d'anisotropie en fonction de la température

Les termes K_1 et K_2 varient très vite en fonction de la température. Ces termes présentent une variation liée à la variation de l'aimantation en fonction de la température de la forme :

$$K_n(T) = K_n(0) \left[\frac{M(T)}{M(0)} \right]^p \tag{I-16}$$

Ci-dessous, des valeurs de p sont données à titre d'exemple pour le fer et le cobalt.

n	p (fer)	p (cobalt)
1	10	3
2	21	10

Tableau I.2: Valeurs de p pour le fer et le cobalt

I.1.5.5. Champ démagnétisant

Si l'on considère un aimant d'intensité d'aimantation M par unité de volume, le champ magnétique en un point intérieur à l'aimant correspond au champ démagnétisant créé par les masses magnétiques fictives dues à la discontinuité de l'aimantation à la surface limite de l'aimant. Ce champ a pour expression :

$$\vec{H}_d = -\overline{N} \frac{\vec{M}}{\mu_0} \quad (\text{I-17})$$

\overline{N} est un opérateur tensoriel sans dimension ayant une représentation simple dans les cas où l'aimant a une forme géométrique simple (cylindre, disque, sphère) se rapprochant d'une forme théorique ellipsoïdale. Pour un corps de forme ellipsoïdale à l'intérieur duquel le champ démagnétisant est homogène nous avons :

$$\overline{N} = \begin{vmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{vmatrix} \quad (\text{I-18})$$

N_x, N_y, N_z sont les composantes de N suivant trois axes de références Ox, Oy, Oz liés aux axes de symétrie de l'ellipsoïde. Ce champ démagnétisant introduit une anisotropie supplémentaire, dite de forme, car les composantes du tenseur \overline{N} ne sont pas égales.

Dans le cas d'un plan parfait, que l'on approche physiquement en utilisant un échantillon d'épaisseur très faible devant ses autres dimensions (couche mince), l'existence d'une composante normale de l'aimantation au plan de l'échantillon va être énergétiquement défavorable, et donc l'aimantation du matériau reste dans ce plan.

I.1.6. Le ferrimagnétisme [2] [4] [6]

I.1.6.1. Définition

Par définition, un matériau ferrimagnétique est un matériau qui possède deux sous réseaux qui n'ont pas la même aimantation (**figure I.8**) : à l'intérieur d'un domaine, les moments de spins des atomes constituants peuvent être opposés; le moment résultant étant positif, négatif ou nul.

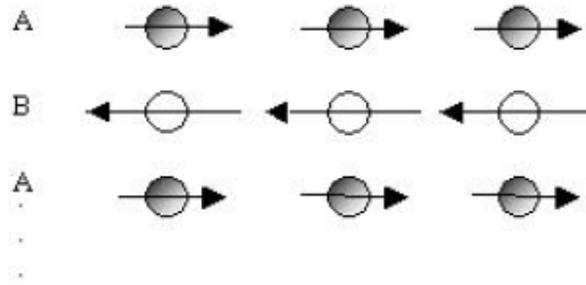


Figure I.8: Réseau de spin d'un matériau ferrimagnétique

Le parallélisme ou l'anti-parallélisme des moments de spin est déterminé par la condition d'énergie d'échange minimale compte tenu de la valeur de l'intégrale d'échange.

Tout ce qui a été exposé précédemment sur le ferromagnétisme reste valable pour l'étude des matériaux ferrimagnétiques. Dans ce qui suit nous allons nous intéresser à des corps ferrimagnétiques particuliers: **les ferrites**.

I.1.6.2. Les ferrites

I.1.6.2.1 Définition et structure

Au départ, le terme ferrimagnétisme a été créé pour décrire l'ordre des spins ferromagnétiques intervenant dans les ferrites. Les ferrites ont une structure granulaire polycristalline: chaque grain est un cristal de ferrite. Ces matériaux ont une très faible conductibilité, ce qui favorise les interactions matière - onde électromagnétique.

Un ferrite est un oxyde magnétique de formule chimique Fe_2O_3MeO où Me représente un métal bivalent tel que Zn, Cd, Fe, Ni, Cu, Co, Mg....

La structure cristalline des ferrites est analogue à celle des spinelles de formule générale Al_2O_3MgO . La maille cristalline est formée :

- des ions oxygène répartis suivant une maille cubique à face centrée,
- et des ions métalliques qui se répartissent dans les interstices laissés par les ions oxygénés.

Les interstices laissés par les ions O_2^- , appelées sites, sont de deux sortes :

- sites A tétraédriques : au centre de quatre ions oxygène,
- sites B octaédriques : au centre de six ions oxygène.

Une maille cristalline contient 32 ions oxygène et 24 ions métalliques. Aux 32 ions oxygène correspondent 96 interstices : 64 sites A et 32 sites B. De plus, les 24 ions métalliques se

répartissent entre les différents sites suivant deux types de distribution correspondant l'une à la structure spinelle, l'autre à la structure antispinelle ou structure inverse.

La majorité des ferrites utilisées aux hyperfréquences ont une structure anti-spinelle. Enfin le cas des ferrites est moins simple que le cas des cristaux métalliques. En effet, l'intégrale d'échange de deux ions métalliques dans une structure ferrite est établie en tenant compte d'une interaction de ces deux ions avec les ions oxygène les séparant (théorie du super échange).

La **figure I.9** représente schématiquement la structure cristalline des ferrites.

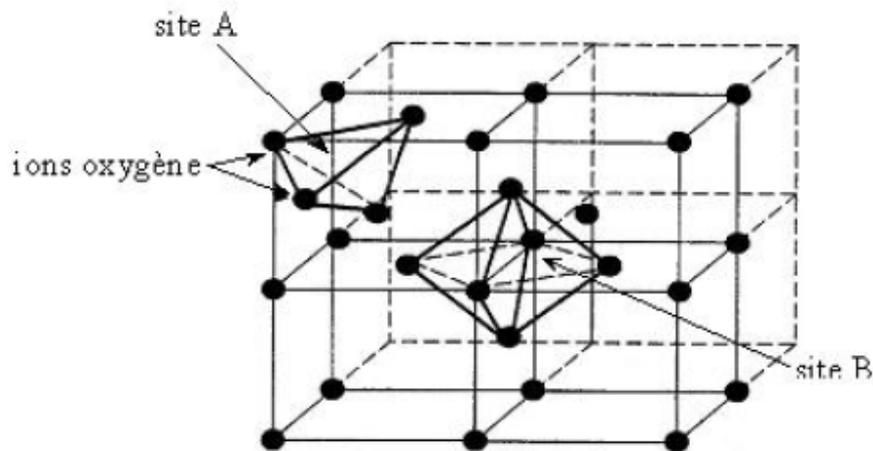


Figure I.9: Structure cristalline des ferrites

I.1.6.2.2 Propriétés magnétiques

Dans les ferrites, il existe une grande énergie d'échange entre les ions des sites A et B.

Celle-ci est négative et conduit donc à un antiparallélisme des moments μ_A et μ_B (μ_A et μ_B étant les moments des sites A et B).

S'il existe plusieurs ions magnétiques dans la composition d'un ferrite qui se répartissent entre les sites A et B, le moment total par molécule est :

$$\mu_{total} = \sum_i (x_{i_A} g_i S_i)_A - \sum_i (x_{i_B} g_i S_i)_B \quad (1.19)$$

μ_{total} s'exprimant en magnétons de Bohr.

Avec :

x_{iA} : nombre d'ions du type i par molécule sur les sites A,

x_{iB} : nombre d'ions du type i par molécule sur les sites B,

g_i : facteur de Landé de l'ion i,

S_i : nombre total de spin de l'ion i.

S'il n'existe qu'une sorte d'ion ferromagnétique (Fe_{3+} par exemple) nous aurons x ions occupant des sites A et y ions occupant des sites B, avec $x + y = 1$. De plus, s'il existe une interaction entre les sites A et B, les moments des ions sur chacun de ces sites seront différents. Le moment moyen est donc de la forme :

$$\bar{\mu} = x\mu_A + y\mu_B \quad (1.20)$$

Si le nombre total d'ions par unité de volume est N_1 , il existera une aimantation résultante moyenne :

$$N_1\bar{\mu} = xM_A + yM_B = M \quad (1.21)$$

Dans l'expression (1.21), M_A et M_B sont différents et ont pour expression respectives:

$$M_A = C\left(\frac{H+h_A}{T}\right) \quad (1.22)$$

$$M_B = C\left(\frac{H+h_B}{T}\right) \quad (1.23)$$

où : H : champ appliqué extérieur,

h_A : champ moléculaire sur les sites A,

h_B : champ moléculaire sur les sites B,

C : constante de Curie.

Les champs moléculaires h_A et h_B , qui sont des champs effectifs introduits précédemment, sont définis à l'aide des relations suivantes :

$$h_A = \frac{n}{\mu_0} [\alpha x M_A + \epsilon y M_B] \quad (1.24)$$

$$h_B = \frac{n}{\mu_0} [\beta y M_B + \epsilon x M_A] \quad (1.25)$$

où n est un nombre positif et ϵ est égal à -1 . De plus, nous constatons que le champ moléculaire

total h_A est dû à l'action des ions A (respectivement B) par l'intermédiaire du facteur $n\alpha$ (respectivement $n\varepsilon$).

En éliminant des équations précédentes (1.24) et (1.25) les termes M_A , M_B , h_A et h_B on peut calculer $M = \chi H$ et on trouve la formule suivante :

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} - \frac{\sigma}{T - \theta} \quad (1.26)$$

ici σ , θ et χ_0 s'expriment en fonction des paramètres x , y , n , α et β .

La forme de la courbe représentant $\frac{1}{\chi}$ est donnée sur la **figure I.10**.

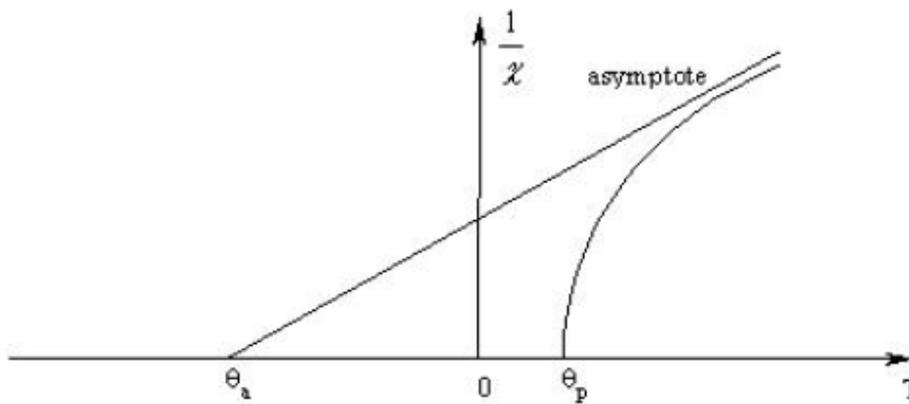


Figure I.10: Variation de $1/\chi$ en fonction de la température

Sur cette courbe θ_a est le point de Curie asymptotique et θ_p est le point de Curie paramagnétique. Si θ_p est négatif la substance est toujours paramagnétique, au contraire si θ_p est positif et la température inférieure à θ_p , elle possède une aimantation rémanente. En effet, dans ce cas, il apparaît des aimantations spontanées sur les sites A et B. Il y a donc une mise en ordre des spins au-dessous d'une certaine température.

I.2. La résonance gyromagnétique

En général, la plage du spectre électromagnétique, où les ferrites sont utilisés, est comprise entre 100 MHz et 100 GHz. A ces fréquences, un des phénomènes important exploité est la résonance gyromagnétique qui confère au matériau son aptitude à répondre différemment à une onde

électromagnétique suivant sa polarisation. De plus, elle permet de séparer les dispositifs en deux classes distinctes :

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

I.2.1. Description

Avant toute chose, nous devons faire certaines hypothèses simplificatrices pour pouvoir introduire la théorie qui va suivre :

- en l'absence de champ radiofréquence, et en présence du champ magnétique continu, à l'équilibre, M est constant dans tout le matériau. Le champ démagnétisant statique est le même dans tout le matériau. Cela impose une forme ellipsoïdale à celui-ci,
- les dimensions de l'échantillon sont faibles vis à vis de la longueur d'onde du champ micro-onde excitateur, c'est à dire qu'on négligera tout effet de propagation du champ d'excitation à l'intérieur de l'échantillon, aussi bien du champ micro-onde appliqué que du champ démagnétisant créé,
- les champs effectifs d'anisotropie sont négligeables.

On considère alors un ferrite de forme ellipsoïdale et aimanté à saturation par un champ magnétique statique H_z appliqué suivant une direction de facile aimantation. Le champ à l'intérieur du matériau se trouve dans la même direction et son intensité vaut :

$$\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_z - N_z \mathbf{M}_s \quad (1.27)$$

où N_z est le coefficient du champ démagnétisant selon Oz et M_s est l'aimantation à saturation. On

superpose à H_z un champ magnétique hyperfréquence $\vec{h}(h e^{j\omega t})$ qui lui est perpendiculaire ($h \ll H_z$). De ce fait, un champ hyperfréquence h , apparaît dans le matériau et son aimantation M est alors écartée de l'axe Oz :

$$\vec{M} = \chi \cdot (\vec{H}_i + \vec{h}_i) \quad (1.28)$$

Dans cette expression χ est la susceptibilité magnétique du matériau. De plus, en appliquant le théorème du moment cinétique, on obtient :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma\mu_0\vec{M} \wedge (\vec{H}_i + \vec{h}_i) + \text{terme d'amortissement} \quad (1.29)$$

Ainsi l'aimantation globale décrit un mouvement de précession autour de H_z à une fréquence f donnée (**figure I.11**).

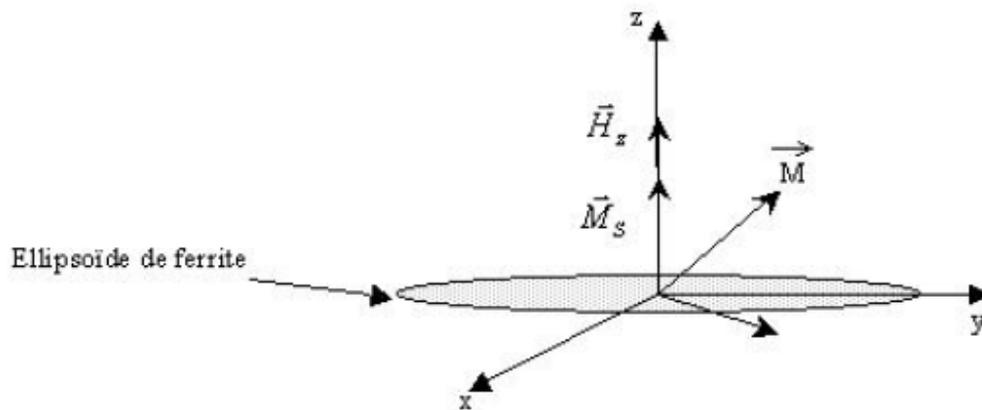


Figure I.11: Précession de l'aimantation autour de la direction du champ magnétique

Cette fréquence f est donnée par la formule de Kittel suivante:

$$\omega = 2\pi f = \gamma\mu_0\sqrt{[H_r - (N_z - N_x)M_s][H_r - (N_z - N_y)M_s]} \quad (1.30)$$

où :

γ est le facteur gyromagnétique,

M_s est l'aimantation à saturation du matériau,

H_r est la valeur du champ à la résonance,

et N_x, N_y, N_z sont les facteurs démagnétisants et dépendent de la forme de l'échantillon (**tableau I.3**).

	N_x	N_y	N_z	ω
Echantillon sphérique	1/3	1/3	1/3	$\gamma\mu_0 H_r$
Plaquette infinie suivant x et y	0	0	1	$\gamma\mu_0 (H_r - M_s)$
Cylindre infiniment long suivant z	1/2	1/2	0	$\gamma\mu_0 (H_r + 0,5 M_s)$

Tableau I.3: Valeurs des facteurs démagnétisants pour quelques échantillons

A titre indicatif, la valeur du facteur gyromagnétique pour les ferrites est telle que :

$$\gamma = 2,8 \text{ MHz/Oe}$$

I.2.2. Définition des tenseurs de Polder et de perméabilité magnétique

Deux notions importantes à introduire à ce stade sont les notions de tenseur de perméabilité magnétique $\overline{\mu}$ et de tenseur de susceptibilité magnétique $\overline{\chi}$. En résolvant simultanément les équations (I.28) et (I.29) et en éliminant les composantes indépendantes du temps, on obtient les relations suivantes :

$$\mathbf{M}_x = \chi_{xx} \cdot \mathbf{h}_x + \chi_{xy} \cdot \mathbf{h}_y \quad (1.31)$$

$$\mathbf{M}_y = \chi_{yx} \cdot \mathbf{h}_x + \chi_{yy} \cdot \mathbf{h}_y \quad (1.32)$$

Nous avons donc dans le ferrite :

$$\overline{\mathbf{M}} = \overline{\chi} \overline{\mathbf{H}} \quad (1.33)$$

où le tenseur $\overline{\chi}$ est aussi appelé tenseur de Polder.

En général, nous utilisons la relation entre l'induction magnétique $\overline{\mathbf{B}}$ et le champ magnétique $\overline{\mathbf{H}}$ qui permet de faire intervenir le tenseur de perméabilité magnétique de la manière suivante :

$$\vec{B} = \mu_0 \overline{\mu}_r \vec{H} \quad (1.34)$$

Où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide et $\overline{\mu}_r$ est le tenseur de perméabilité magnétique.

Ce tenseur peut s'écrire :

$$\overline{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_r & -jk & 0 \\ jk & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{rz} \end{bmatrix} \quad (I.35)$$

Les termes μ_r et κ seront évalués dans le **chapitre II**.

I.2.3. La non réciprocité dans les ferrites

Pour un ellipsoïde de révolution nous avons $\chi_{xy} = -\chi_{yx}$, ce qui permet de diagonaliser la matrice [M]. Une base de vecteurs propres est donnée par le vecteur unitaire de l'axe Oz et les vecteurs unitaires du plan Oxy tournant à la pulsation du champ hyperfréquence, l'un dans le sens positif (polarisation circulaire positive h_+), l'autre en sens négatif (polarisation circulaire négative h_-).

Les équations 1.36 et 1.37 s'écrivent alors :

$$M_+ = \chi_+ \cdot h_+ \quad (1.36)$$

$$M_- = \chi_- \cdot h_- \quad (1.37)$$

Pour un matériau ferrite possédant des pertes nous avons aussi bien pour χ_+ que pour χ_- :

$$\chi_{\pm} = \chi'_{\pm} - j\chi''_{\pm} \quad (\chi_{\pm} = \mu_{\pm} - 1) \quad (1.38)$$

La **figure I.12** représente l'évolution des quatre coefficients μ'_+ , μ'_- , μ''_+ , μ''_- en fonction du champ magnétique continu interne à un matériau de ferrite, pour une fréquence donnée. Dans le cas où la polarisation de l'onde est circulaire négative, on observe que $\mu'_- \approx 1$ et $\mu''_- \approx 0$. Cette propriété est à la base des dispositifs non réciproques car il est possible de trouver des champs statiques H pour lesquels :

μ'_+ et μ'_- sont suffisamment différents et $\mu''_+ \approx \mu''_- \approx 0$.

De plus, au voisinage de la résonance, μ''_+ décrit une lorentzienne dont la largeur à mi-hauteur, notée ΔH , caractérise par définition les pertes magnétiques à la résonance.

Enfin, à partir de la connaissance des valeurs μ''_+ loin de la résonance, on peut extrapoler une lorentzienne dont la largeur à mi-hauteur, notée ΔH_{eff} , correspond aux pertes magnétiques hors résonance (**figure I.13**).

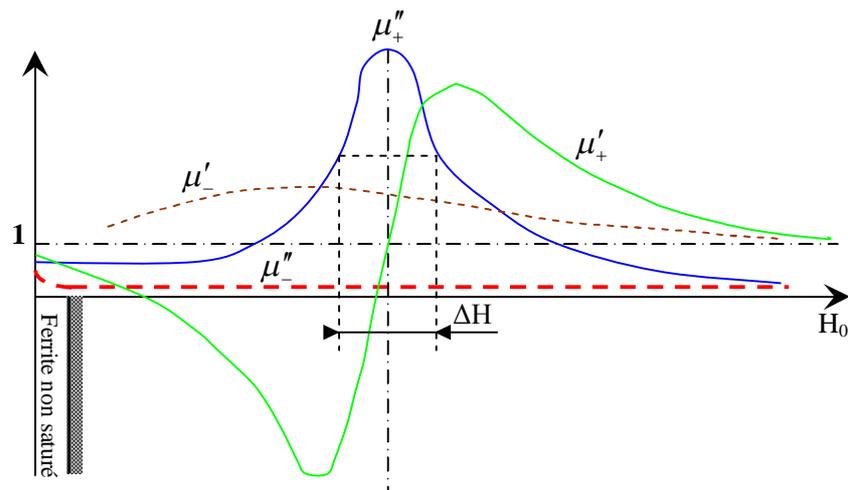


Figure I.12 : Evolution des parties réelle et imaginaire de la perméabilité complexe en fonction du champ magnétique total interne pour une fréquence donnée

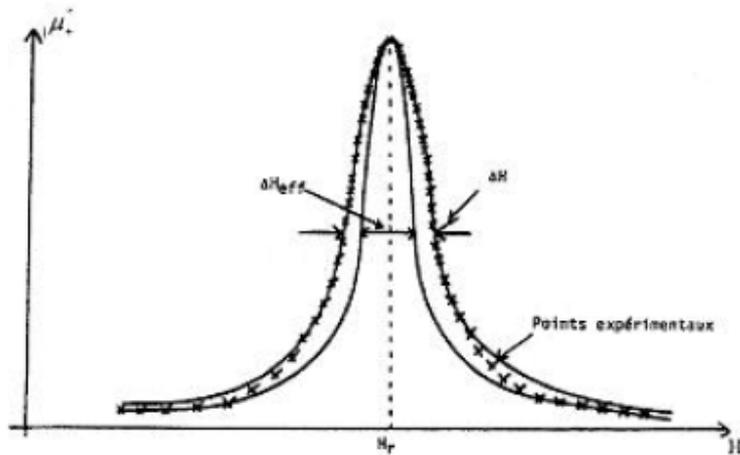


Figure I.13: Définition de ΔH et de ΔH_{eff}

I.2.4. Les dispositifs hors résonance

Pour ces dispositifs, la valeur des pertes magnétiques à la résonance intervient peu : on utilise la différence de la perméabilité suivant la polarisation.

Le paramètre qui est important est $4 \text{ JI } M_S / (\text{H}^2 - (f/\gamma)^2)$

Où f est la fréquence d'utilisation du dispositif et H est la somme du champ appliqué et du champ d'anisotropie.

Les pertes d'insertion de ces dispositifs prennent en compte les pertes diélectriques du matériau utilisé et les pertes magnétiques hors résonance ΔH_{eff} .

I.3. Les ferrites utilisés aux hyperfréquences [7] [8] [9] [10] [11] [12] [13]

I.3.1. Choix du matériau

Le choix du matériau ferrite est conditionné par les performances du dispositif que l'on souhaite réaliser. La classe des matériaux oxydes ferrimagnétiques (ou ferrites) peut être subdivisée en quatre principales familles structurales :

- les spinelles $M\text{Fe}_2\text{O}_4$ ($M = \text{Co}, \text{Ni}, \text{Zn} \dots$)
- les grenats $\text{L}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (L : terre rare ou yttrium), dont le plus connu est le grenat d'yttrium fer (YIG) $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$

- les orthoferrites $LFeO_3$ (L : terre rare ou yttrium)
- les ferrites hexagonaux.

Les caractéristiques magnétiques de quelques ferrites sont reportées dans le **tableau I.4** suivant :

Matériau	$Y_3Fe_5O_{12}$	$LiFe_5O_8$	$BaFe_{12}O_{19}$ (type M)	$BaFe_{18}O_{27}$ (type W)
M_s (10^{-4} Wb/m ²)	143	290	382	415
$4\pi M_s$ (Tesla)	0,18	0,364	0,48	0,522
H_A (kA/m)	4,2	36	$1,35 \cdot 10^3$	$1,51 \cdot 10^3$
H_A (Oe)	53	450	17000	19000

Tableau I.4: Caractéristiques de quelques ferrites à $T = 300$ K

Nous allons décrire plus précisément les ferrites hexagonaux. Il en existe un grand nombre dont les plus importants sont :

- l'hexaferrite de baryum de type M ($BaFe_{12}O_{19}$), d'anisotropie uniaxiale,
- l'hexaferrite de baryum de type W ($BaFe_{22}Fe_{16}O_{27}$), d'anisotropie uniaxiale,
- et l'hexaferrite de baryum de type Y ($Ba_2Me_{22}Fe_{12}O_{22}$), d'anisotropie planaire, Me étant un ion métallique divalent.

Les hexaferrites de type W ne sont pas intéressants pour la réalisation de dispositifs hyperfréquences. En effet, ils possèdent des ions Fe^{2+} qui entraînent des pertes diélectriques importantes dans le domaine hyperfréquences.

Les composés de type Y possédant une anisotropie planaire ne sont pas adaptés aux dispositifs dont le fonctionnement est basé sur la résonance gyromagnétique.

Les hexaferrites de type M possèdent des valeurs d'aimantation à saturation suffisamment élevées pour rendre leur utilisation possible au dessus de 20 GHz.

De plus, ils présentent une forte anisotropie magnétocristalline ce qui en fait les candidats idéaux pour la réalisation de dispositifs à ferrite dans le domaine des ondes millimétriques.

Selon l'application, ils sont élaborés sous forme de mono ou polycristaux. Dans le deuxième cas, la nécessité de conserver les propriétés inhérentes à la forte anisotropie exige la réalisation de

polycristaux orientés. Un autre point positif de ces matériaux est la stabilité en température de leurs propriétés magnétiques.

I.3.2. Structure cristalline

Compte tenu de nos objectifs, nous ne nous intéressons qu'aux hexaferrites de type M dont la structure cristalline est la même que celle de la magnétoplombite de formule approximative $PbFe_{7.5}Mn_{3.5}Al_{0.5}Ti_{0.5}O_{19}$. C'est un empilement compact de couches d'ions oxygène, certains de ces oxygènes étant substitués par des cations divalents de taille comparable (Ba^{2+} , Sr^{2+} , Pb^{2+} ...).

La structure hexagonale de type M correspond à l'empilement le long de l'axe c de blocs R, S, R* et S* (figures I.14 et I.15) où R* et S* se déduisent de R et S par une rotation de 180° autour de l'axe c.

De plus, une représentation de la structure cristalline de la phase M est donnée sur la figure I.16.

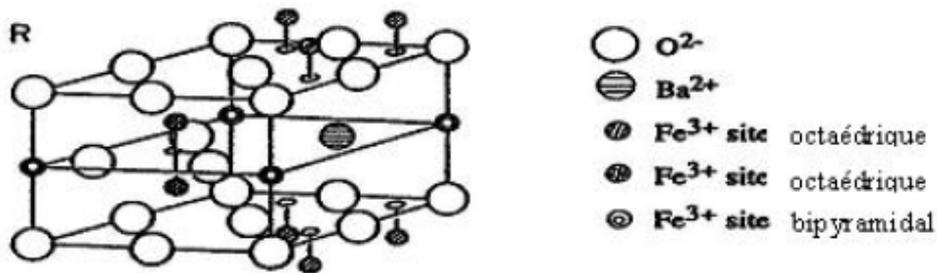


Figure I.14: Bloc structural R (ou bloc hexagonal)

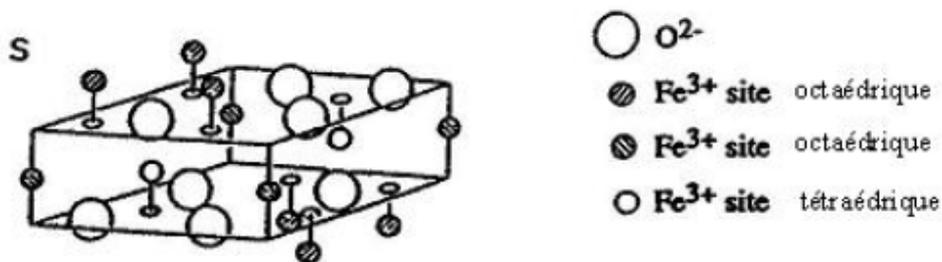


Figure I.15: Bloc structural S (ou bloc spinelle)

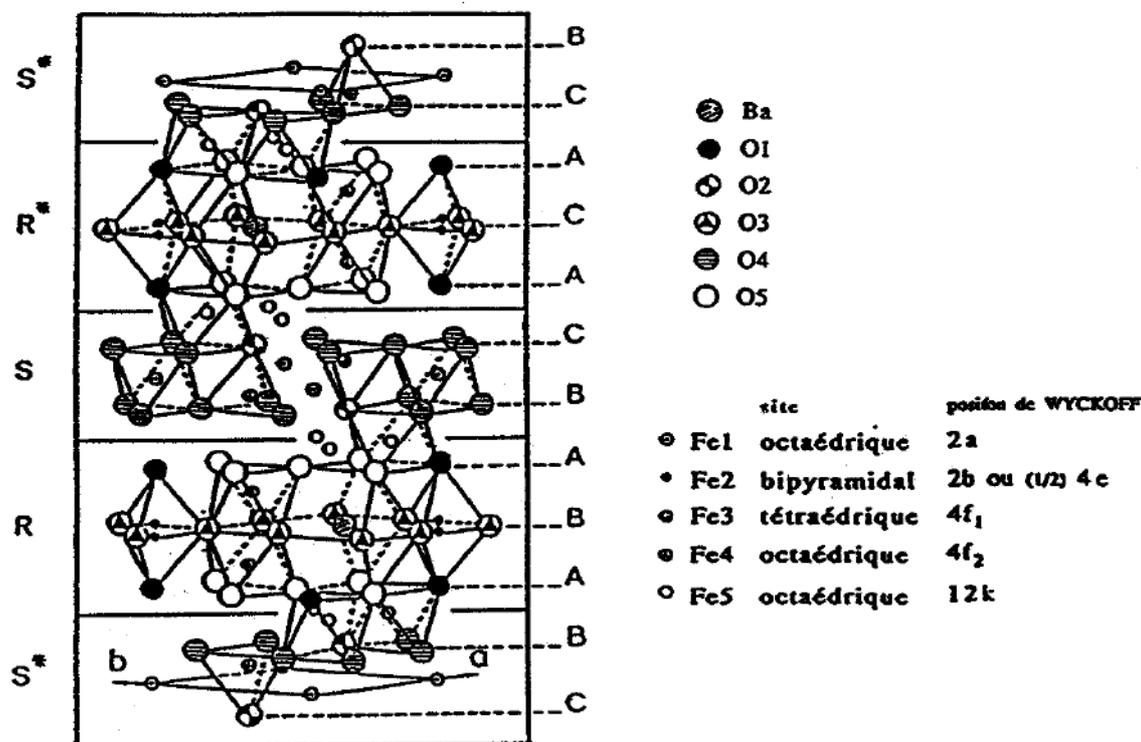


Figure I.16: Structure cristalline de la phase M

(Paramètres de maille : $a = 5,89 \text{ \AA}$, $c = 23,2 \text{ \AA}$)

Les ions magnétiques Fe^{3+} sont situés dans trois types de sites interstitiels :

- quatre cations en sites octaédriques dans le bloc S, cinq cations en sites octaédriques dans le bloc R,
- un cation en site bipyramidal, et dans cinq positions cristallographiques distinctes.

I.3.3. Diagramme de phases

Les diagrammes d'équilibre ont pour but de visualiser de manière précise les domaines d'existence des diverses phases d'un système chimique, leurs relations et leur variation en fonction des variables de position (composition chimique) et d'action (pression et température).

Le diagramme de phases concernant l'hexaferrite de baryum est donné sur la **figure I.17**.

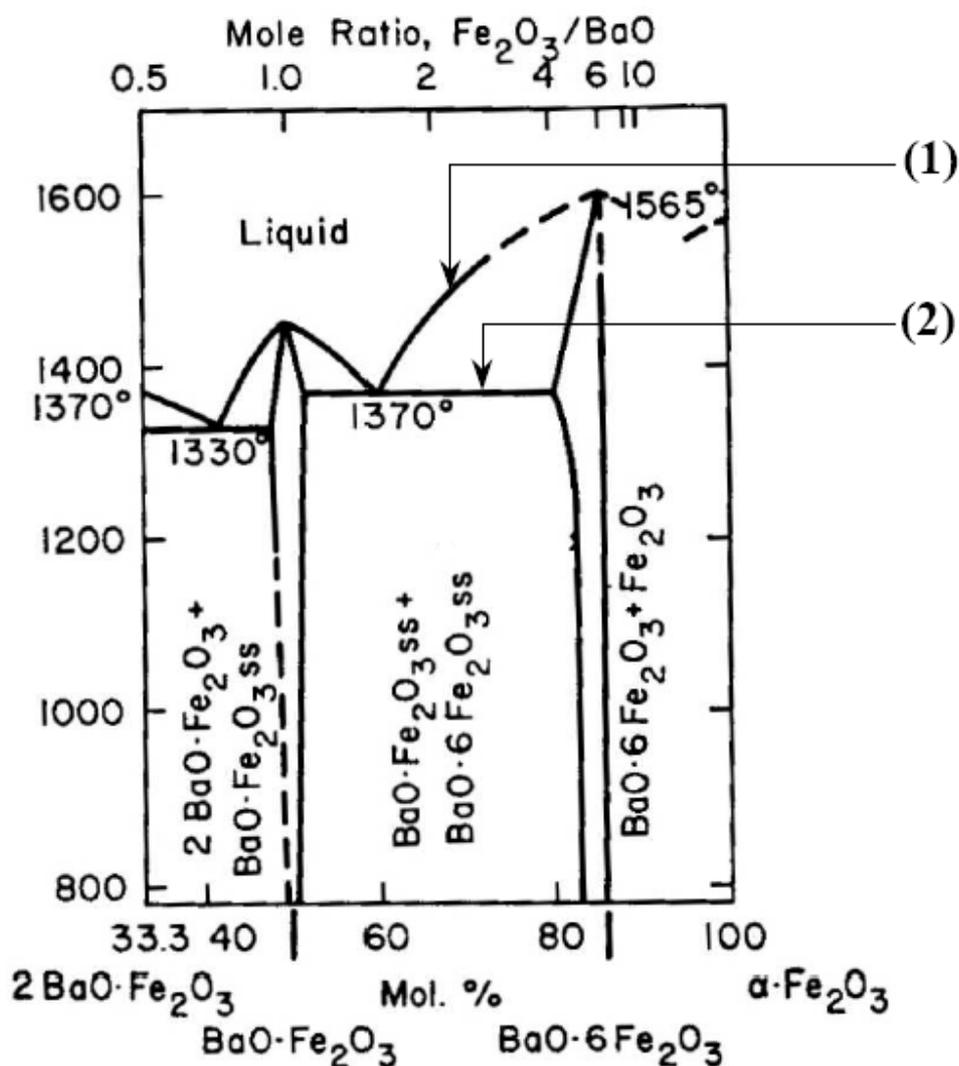


Figure I.17: Diagramme de phases

Il faut noter que ce diagramme n'est pas complet puisqu'il commence à un pourcentage de 33,3% et qu'au-delà de 80% la composition et les températures ne sont pas définies. La courbe (1) est la courbe du liquidus qui représente le lieu des points où le liquide laisse déposer les premiers cristaux. Quant à la courbe (2), il s'agit de la courbe du solidus qui est le lieu des points où les phases solides laissent apparaître les premières gouttes de liquide.

A partir de ce diagramme, nous pouvons dire que le point de fusion du composé BaO.6Fe₂O₃ se situe à 1565°C. De plus, ce composé est défini sur un faible intervalle de compositions. En effet,

un faible décalage en composition vers la droite ou vers la gauche du diagramme entraîne l'apparition de mélanges biphasés : $\text{BaO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$ ou $\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{Fe}_2\text{O}_3$.

I.3.4. Propriétés magnétiques

En général, les ferrites hexagonaux sont ferrimagnétiques. Ce qui les distingue des autres ferrites c'est qu'ils possèdent une forte aimantation à saturation et une forte anisotropie magnétocristalline selon l'axe c.

I.3.4.1. Le moment magnétique

Les propriétés magnétiques de l'hexaferrite de baryum sont semblables à celles de Fe_2O_3 du fait de la présence d'ions Fe^{3+} en sites octaédriques et tétraédriques. Elles sont régies par les règles de la théorie du super échange développée par Kramers dès 1934 et reprise par Anderson (1950).

Le super échange s'effectue par l'intermédiaire des ions oxygène et conduit à une configuration stable de moments antiparallèles. Son intensité est inversement proportionnelle à la distance entre les ions magnétiques et l'ion oxygène. De plus, elle est maximale pour un angle ion magnétique – oxygène – ion magnétique égal à 180° .

La structure cubique spinelle S ne conduit pas à une seule direction de facile aimantation. C'est la présence de couches BaO dans le bloc R qui impose cette direction : celle de l'axe c de la maille.

Dans le **tableau I.5** nous avons reporté la séparation et l'orientation des moments magnétiques des ions Fe^{3+} en fonction de leurs positions dans les différents sites.

Bloc cristallographique	Ions en sites tétraédriques	Ions en sites octaédriques	Ions pentacoordonnés
R	-	3↑ 2↓	1↑
S	2↓	4↑	-

Tableau I.5: Orientation des moments magnétiques des ions Fe^{3+}

↑ (↓) : orientation « up » (« down ») suivant l'axe c

Le moment magnétique des ions Fe^{3+} est de cinq magnétons de Bohr (μ_B) au zéro absolu. Donc, pour une molécule de $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ tous les spins étant colinéaires, l'aimantation résultante est de : $5 * (3 + 4 + 1 - 2 - 2) = 20 \mu_B$ à 0 K d'où un moment magnétique de 0,66 Tesla.

Sur la **figure I.18** est représentée l'évolution du moment magnétique à saturation en fonction de la température.

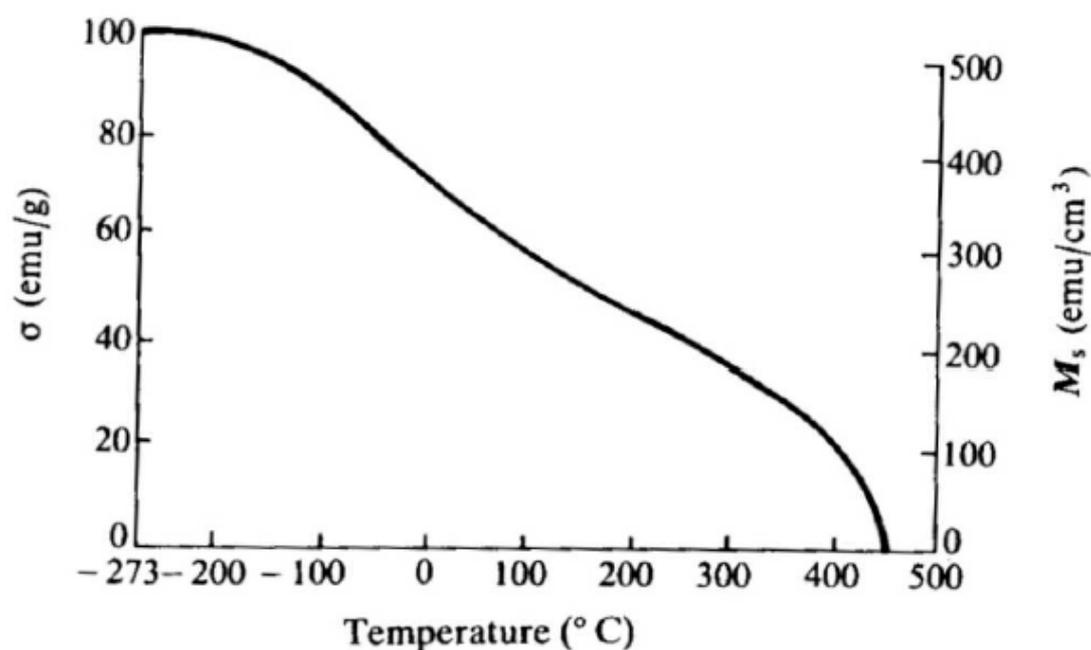


Figure I.18: Moment à saturation du $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ en fonction de la température

$$1 \text{ emu/cm}^3 \rightarrow 4\pi \cdot 10^{-4} \text{ Tesla}$$

Nous constatons que l'aimantation décroît à peu près linéairement pour une plage de température variant de -73°C à 327°C . Cela est dû à la prépondérance des interactions entre ions placés en sites octaédriques. De plus, la température de Curie est de 450°C et le moment magnétique est égal à 0,48 Tesla pour une température de 20°C .

I.3.4.2. Anisotropie magnétocristalline

L'anisotropie du BaM est axiale suivant l'axe c et donc la valeur du champ d'anisotropie est très élevée. Elle a deux origines microscopiques principales :

- le couplage dipolaire entre moments magnétiques,
- le couplage spin-orbite combiné au champ cristallin.

D'un point de vue phénoménologique, comme nous l'avons vu au paragraphe I.1.5.4.1., l'énergie d'anisotropie est l'énergie à fournir au matériau pour que son moment magnétique soit aligné suivant une direction de difficile aimantation. Dans le cas d'un cristal de symétrie hexagonale, cette énergie s'écrit :

$$E_A = K_1 \sin^2\theta + K_2 \sin^4\theta + K_3 \sin^6\theta + K_4 \sin^8\theta \cos^2\phi \quad (1.39)$$

où θ et ϕ sont les coordonnées polaires de l'aimantation par rapport aux axes cristallographiques. Pour les hexaferrites de type M on ne prend en compte que le premier terme. Dans ce cas, l'expression de E_A est donc de la forme :

$$E_A = K_1 \sin^2\theta \quad (1.40)$$

De même, le champ d'anisotropie est le champ qu'il faut appliquer pour écarter le moment magnétique de la direction de facile aimantation. Son expression est de la forme :

$$H_A = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s} \quad (1.41)$$

La valeur qui existe réellement est l'énergie. Dans l'expression de H_A seul le terme K_1 a une réalité physique. Ce champ permet seulement de rendre compte de l'énergie.

Sur la **figure I.19** est reportée l'évolution du champ d'anisotropie en fonction de la température. A titre d'exemple, à température ambiante la valeur de la constante d'anisotropie est $K_1 = 250$ kJ/m³. De plus, nous constatons que le champ d'anisotropie dépasse $1,5 \cdot 10^6$ A/m à cette même température.

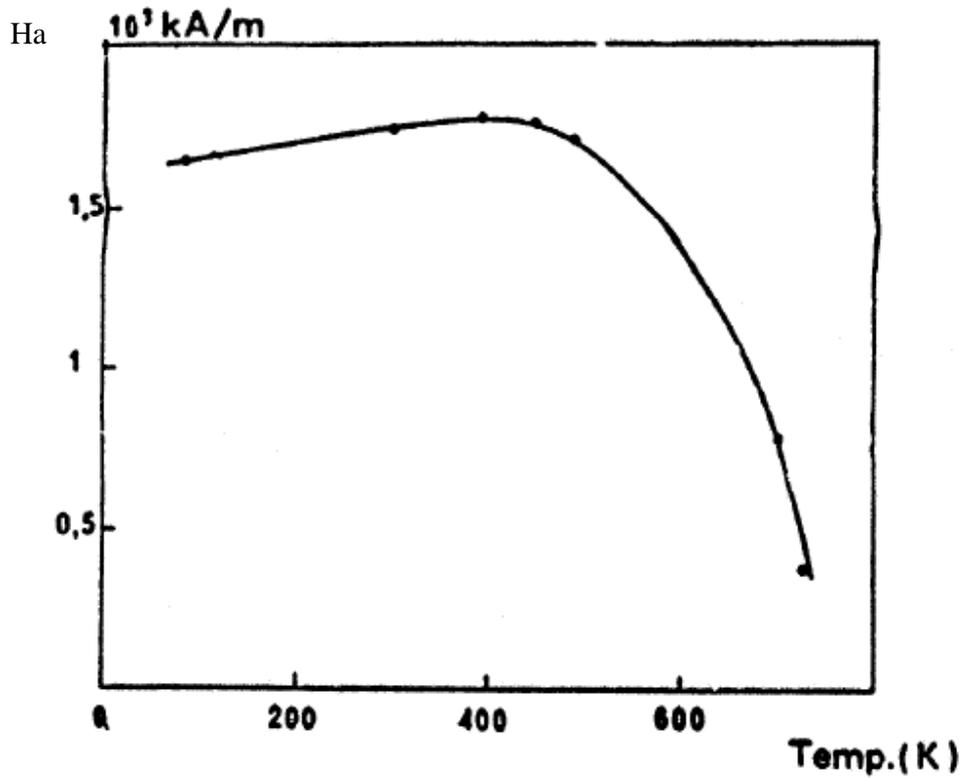


Figure I.19: Variation de H_a en fonction de la température

I.4. Dispositifs hyperfréquence à ferrites

Les dispositifs hyperfréquences exploitants les ferrites sont les déphaseurs réciproques et non réciproques, les isolateurs et les circulateurs. Ce sont des composants utilisant les propriétés induites par la propagation d'une onde hyperfréquence dans un matériau ferrite polycristallin. En pratique, l'échantillon de ferrite se présente sous forme massive mais également sous forme de

couche mince ou épaisse. Le fonctionnement de ces dispositifs repose sur l'un ou plusieurs effets suivants :

- **la rotation de Faraday** : une onde Transverse Electro-Magnétique (TEM) entrant dans un ferrite, aimanté suivant la direction de propagation de l'onde, est décomposée en deux ondes respectivement polarisées circulaire gauche et droite. L'une des ondes polarisées circulairement va évoluer dans le sens de la gyrorésonance, entraînant une forte interaction onde - matière.

L'autre onde évoluera en sens inverse à celui de la gyrorésonance, conduisant à une faible interaction onde - matière. Cette propriété produit une rotation du plan de polarisation de l'onde TEM initiale,

- **le phénomène de résonance gyromagnétique** : conduisant à une forte absorption de l'onde électromagnétique se propageant dans le matériau, lorsqu'un champ magnétique hyperfréquence polarisé elliptiquement est perpendiculaire à la direction de l'aimantation, comme mentionné précédemment,

- **le déplacement de champs** : la distribution des champs hyperfréquences, transverse à la direction de propagation de l'onde électromagnétique dans le ferrite, est déplacée dans la structure de propagation, résultant en une concentration plus ou moins importante des champs dans le matériau,

- **les effets non linéaires** engendrés pour de forts niveaux de puissance injectés au ferrite,

- **l'existence de modes ou ondes de spin non uniformes** : pour des ondes de faible longueur d'onde, des modes de propagation non uniformes sont excités et un déphasage spatial dans l'évolution des moments magnétiques existe. Lorsque la longueur d'onde d'une telle onde est de l'ordre de grandeur des dimensions de l'échantillon de ferrite, celle-ci est dite « onde magnétostatique » ; le milieu étant alors aimanté uniformément à l'état statique.

I.5. Conclusion

Le ferrite possède des propriétés qui font de lui un matériau utilisé couramment dans plusieurs dispositifs micro-ondes pour remplir diverses fonction d'isolation, de circulation du champ électromagnétique,...

Il existe deux grandes familles de ferrite:

- les ferrites doux nécessitant un fort champ magnétique de polarisation et engendrent par conséquent des dispositifs volumineux.
- Les ferrites durs (hexaferrites) qui sont très sensibles au champ magnétique de polarisation de faible intensité. Ils constituent une solution majeure pour l'intégration des dispositifs micro-ondes à ferrite dans le domaine millimétrique.

Le paramètre essentiel caractérisant un ferrite est sa perméabilité magnétique de forme tensorielle dépendant de l'intensité et de la direction du champ magnétique de polarisation du ferrite. Le chapitre suivant décrit les modèles de calcul de ce paramètre.

Références

- [1] L. Thourel, « Dispositifs à ferrites pour micro-ondes », Paris, éditions Masson et cie, 1969, pp.1 – 3.
- [2] G. Pircher, « Introduction à l'étude du magnétisme », université de Paris, école supérieure d'électricité, 1966.
- [3] H. Breuer, « Atlas de la physique, Librairie générale française », 1997, pp 250 – 251.
- [4] E. Tremolet De Lacheisserie, « Magnétisme, Tome I : Fondements », Collection Grenoble sciences, 1999, pp 92 – 94.
- [5] P. Radvanyi, « Les Curie : deux couples radioactifs », Les génies de la science, novembre 2001 – février 2002, pp 11.
- [6] C. Kittel, « Physique de l'état solide », éditions Dunod, 1983, pp 456 – 496.
- [7] P. F. Combes, « Micro-ondes : Circuits passifs, propagation, antennes », Paris, éditions Dunod, 1997, pp 70– 73.
- [8] J. Nicolas, B. Desormière, « Ferrites pour hyperfréquences », Techniques de l'ingénieur, E-248, pp 1 – 15.
- [9] G. Pircher, « Ferrites – Interaction des matériaux ferrimagnétiques avec les microondes – Applications », université de Paris, école supérieure d'électricité, 1966.
- [10] M. Pardavi-Horvath, «Microwave applications of soft ferrites, Journal of Magnetism and Magnetic Materials», 2000, 215 – 216, pp 171 – 183.
- [11] J. Kreisel, «Etude d'hexaferrites de baryum substitués $BaFe_{12-2x}A_xCo_xO_{19}$ (A = Ir, Ti) – Synthèse de monocristaux, structures cristallines et magnétiques, spectroscopie Raman», Thèse de doctorat en science et génie des matériaux, Institut national polytechnique de Grenoble, mars 1992, pp 6 – 14.
- [12] E. Brando, «Synthèse et étude cristallographique, magnétique et électromagnétique de nouveaux hexaferrites substitués de type M $BaFe_{12-2x}A_xMe_xO_{19}$ (A = Ru, Ir, Me = Co, Zn) destinés à l'absorption des ondes radar», pp 3 – 30, Thèse de doctorat en science et génie des matériaux, Institut national polytechnique de Grenoble, mars 1992.
- [13] E. Tremolet De Lacheisserie, «Magnétisme, Tome II : Matériaux et applications», collection Grenoble Sciences, 1999, pp. 58 – 61.

Chapitre II

**POLARISATION MAGNETIQUE
DU FERRITE**

II.1 INTRODUCTOIN

L'anisotropie magnétique naturelle est une propriété communément rencontrée dans des corps à structure cristalline. Ainsi, pour des raisons énergétiques, il est plus facile d'aimanter un cristal de Fer de symétrie cubique selon une arête du cube que selon une diagonale de ce cube. De même, l'aimantation spontanée ne se fait que suivant ses directions d'aimantation facile liée à la structure électronique et au type de réseau du cristal [1, 2].

L'application d'un champ magnétique induit une anisotropie due à l'effet gyromagnétique. Ainsi les vecteurs induction \vec{B} et magnétique \vec{H} ne sont pas équipollents dans le ferrite. Leur quotient est un tenseur complexe de perméabilité $\vec{\mu}$ [2, 3, 4, 5].

L'étude microscopique de l'aimantation de la matière relève de la mécanique quantique. Ainsi un atome à un ou plusieurs électrons ne possèdent pas forcément de moment magnétique orbital. En revanche il suffit que sa configuration électronique conduise à un (ou des) électron(s) célibataire(s) pour faire apparaître un moment magnétique de spin [6, 7, 8, 9].

D'ailleurs, l'étude du comportement des ferrites en micro-ondes est déduite du comportement d'un électron unique, tous les autres électrons se comportent de la même façon et le ferrite lui-même est tout simplement le milieu supportant ces électrons [3].

II.2 RESONANCE MAGNETIQUE [5]

Considérons un électron e soumis à un champ magnétique statique \vec{H}_0 (**figure II.1**). Il est soumis au couple \vec{C} défini par :

$$\vec{C} = \vec{M} \wedge \vec{B} \quad (\text{II.1})$$

\vec{M} est le moment magnétique et \vec{B} est l'induction magnétique.

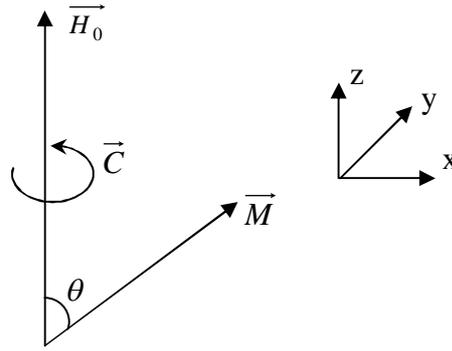


Figure II.1: Précession de moment magnétique au sujet d'un champ magnétique statique (précession de Larmor)

Le théorème du moment cinétique indique que l'électron décrit une circonférence d'axe Oz à vitesse constante (effet gyromagnétique). La pulsation de rotation (ω_0), (définie par (II.2)) est proportionnelle au champ appliqué \vec{H}_0 puisque le couple est lui même proportionnelle à ce champ.

Soit :
$$\omega_0 = \gamma_g \cdot H_0 \tag{II.2}$$

γ_g est appelé rapport gyromagnétique dont la valeur est déterminée par la physique quantique.

$$\gamma_g = -g \cdot \frac{q}{2m} = 8,78 \cdot g \cdot 10^{10} (ST)^{-1} \tag{II.3}$$

q et m sont respectivement la charge et la masse d'un électron et g est le facteur de Landé dont la valeur se situe entre 1,9 et 2,1 dans la plus part des matériaux, entre 1,5 et 2,7 dans des ferrites au Nickel.

Ce mouvement de précession s'accompagne de dissipation d'énergie se traduisant par un amortissement et une diminution de l'angle θ (**figure II.1**). L'électron décrit donc une spirale lorsque \vec{M} et \vec{H}_0 sont alignés et la précession disparaît. Le temps τ qui s'écoule entre l'application du champ \vec{H}_0 et la fin du mouvement s'appelle le temps de relaxation.

Ajoutant perpendiculairement au champ continu \vec{H}_0 un champ magnétique micro-ondes \vec{h} tournant autour de Oz à la pulsation angulaire ω_0 (**figure II.2**), le couple devient maintenant :

$$C = \vec{M} \wedge (\vec{H}_0 + \vec{h}) \tag{II.4}$$

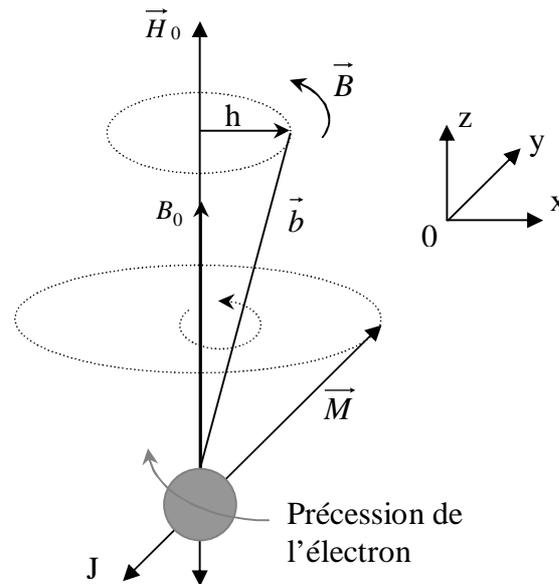


Figure II.2 : Précession du moment magnétique au sujet d'un champ magnétique statique et d'un champ micro-ondes

Si cette rotation s'effectue dans le même sens que \vec{M} et si la pulsation de rotation de \vec{h} est égale à celle de la précession, il y a résonance entre le champ tournant \vec{h} et le mouvement de précession. Le champ cède de l'énergie à l'électron et se trouve absorbée.

Si la rotation du champ et la précession sont de sens inverse, l'énergie cédée est faible et le champ est peu absorbé. Si la pulsation de \vec{h} s'éloigne de celle de la précession, l'effet de résonance s'atténue.

II.3 Tenseur de perméabilité pour une polarisation longitudinale

Les principales propriétés d'un ferrite aimanté aux fréquences micro-ondes sont la constante diélectrique et le tenseur de perméabilité. A l'intérieur d'un ferrite, les équations de Maxwell doivent donc être résolues en conjonction avec ce tenseur de perméabilité. La présence de termes imaginaires ayant des signes opposés dans ce tenseur de perméabilité provoque des effets non réciproques importants non produits dans un milieu dont la perméabilité est une grandeur scalaire. Le tenseur de perméabilité est dérivé de l'équation de mouvement du vecteur de polarisation [10, 11, 12].

II.3.1 Détermination du tenseur de perméabilité pour une polarisation à intensité arbitraire

L'application dans les circuits micro-ondes, d'un ferrite polarisé partiellement par un champ magnétique nécessite au préalable le calcul du tenseur de perméabilité.

Dans le cas d'une polarisation à saturation (M_s), tous les moments magnétiques sont alignés et la résolution de l'équation du mouvement du vecteur de polarisation aboutit au tenseur de Polder défini par :

$$\bar{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu & -jk & 0 \\ jk & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} \quad (\text{II.5.a})$$

Les éléments μ , k et μ_z sont réels dans le cas d'un matériau ferrite sans pertes. Par contre, en présence des pertes μ et k deviennent complexes et le tenseur de perméabilité de Polder (II.5.a) s'écrit alors :

$$\bar{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu' - j\mu'' & -j(k' - jk'') & 0 \\ j(k' - jk'') & \mu' - j\mu'' & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} \quad (\text{II.5.b})$$

Les éléments μ , k et μ_z sont donnés par [11]:

$$\mu = 1 - (f_m \cdot f_0 / (f^2 - f_0^2)); k = f_m \cdot f / (f^2 - f_0^2); \mu_z = 1; j^2 = -1;$$

Où $f_0 = \gamma_g H_0$; $f_m = 4 \text{ JI } \gamma_g M_s$; γ_g traduit le rapport gyromagnétique; H_0 est l'intensité du champ de polarisation; (4JIMs) indique l'aimantation de saturation et f est la fréquence de travail.

Dans le cas d'une polarisation partielle du ferrite, le cas le plus rencontré en pratique, la détermination du tenseur de perméabilité est difficile à mener. Ceci est dû à la complexité de la configuration du domaine ferrite (orientation, forme, volume, etc...), à la difficulté d'évaluer le champ interne dans chaque domaine et aux interactions entre ces domaines.

Pour une configuration coaxiale des domaines aimantés alternativement parallèle et antiparallèle, Schlömann a développé une théorie basée sur l'approximation magnétique prenant en compte les interactions entre les domaines de polarisation opposée. Dans ce cas, les éléments μ , k et μ_z du tenseur de perméabilité sont donnés par [11]:

$$\mu = \mu_1 + (1 - \mu_1) (4\text{JIM} / 4\text{JIMs})^{3/2}; k = 4 \text{ JI } \gamma_g M / \omega; \mu_z = \mu_1;$$

$$\text{avec } \mu_1 = (1/3) [1 + 2\{1 - (\omega_m / \omega)^2\}^{1/2}];$$

Où ω est la pulsation de travail, $\omega_m = 2\text{JI}\gamma_g (4\text{JIMs})$ et M indique l'aimantation de rémanence.

La **figure II.3** représente l'évolution de la partie réelle de μ_z en fonction de l'état de polarisation; μ_z étant la perméabilité magnétique dans la direction oz.

Le maximum de μ_z vaut 1 et correspond à la saturation ($M/M_s=1$). Ce résultat est en bon accord avec la théorie de Polder. Pour de faible aimantation (M/M_s faible), le tenseur de Polder n'est plus satisfaisant et cède sa place au modèle de Schlömann qui concorde avec les mesures de de Sanday et Green.

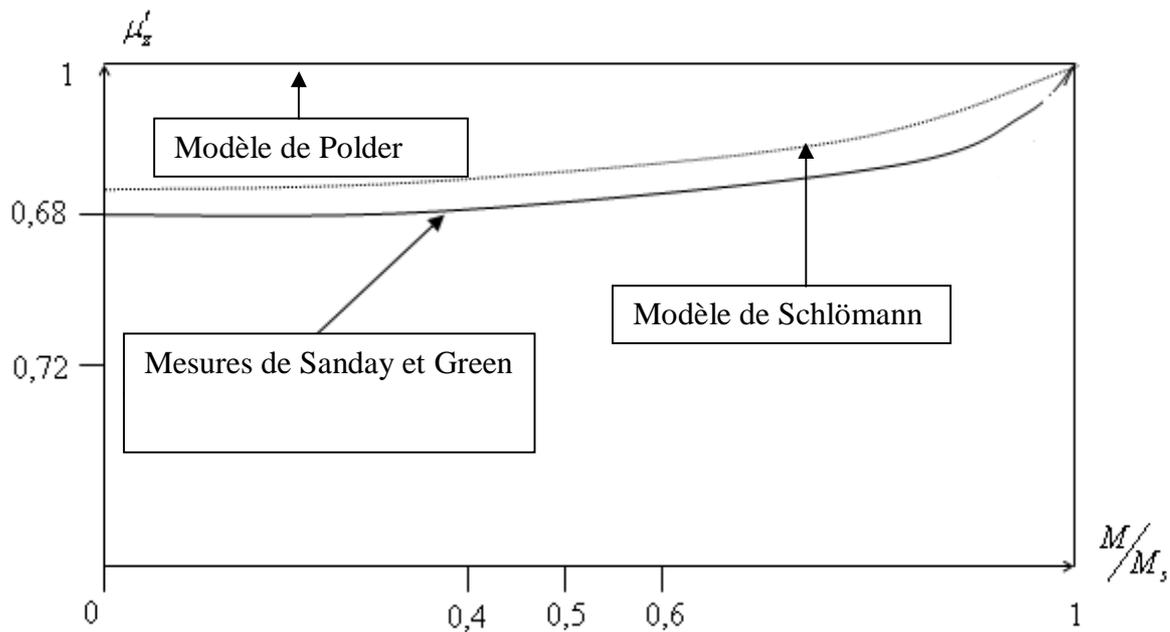


Figure II.3: Partie réelle de μ_z en fonction de M/M_s à $f = 5$ Ghz

Il est donc intéressant de rappeler que de nombreux modèles ont été conçus pour approcher les termes du tenseur de perméabilité qui restent l'élément clé de toute exploitation d'un matériau à ferrite. D'ailleurs, un nouveau modèle, plus général, basé sur la physique du matériau gyromagnétique, a été proposé et c'est ce modèle que nous avons traduit par un logiciel très performant. Ce modèle que nous nommons modèle généralisé permet de déduire les éléments du tenseur de perméabilité quelque soit l'intensité de l'aimantation du ferrite. Cette étude est développée dans les points suivants.

II.3.1.1 Théorie de base

Sans aimantation, le ferrite présente une structure interne divisée en domaines ayant des moments magnétiques s'alignant parallèlement et antiparallèlement (**figure II.4**) de sorte que la polarisation macroscopique s'annule. Dans le cas d'un ferrite aimanté, chaque région est caractérisée par l'angle ρ , angle entre la direction de l'aimantation et la direction Oz du champ statique appliqué au matériau ferrite.

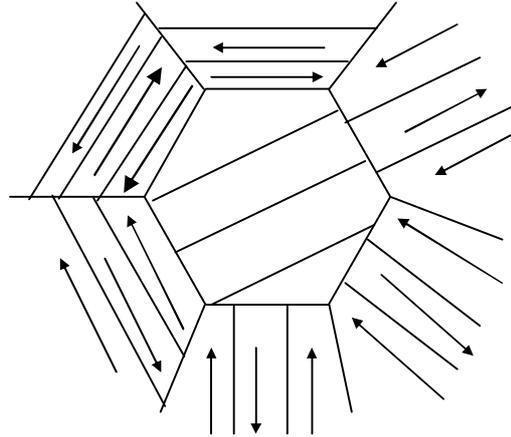


Figure II.4 : Structure interne d'un ferrite sans aimantation

Le mouvement du vecteur aimantation \vec{M} dans le domaine est établi par l'équation de Gilbert :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times (\vec{H}_i + \vec{h}_d) + \frac{\alpha}{M_s} \times \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (\text{II.6})$$

Où \vec{H}_i est le champ magnétique interne et \vec{h}_d est le champ magnétique dynamique interne. α et γ représentent respectivement les pertes et le rapport gyromagnétique. M_s indique l'aimantation à saturation.

Pour résoudre cette équation, il est nécessaire d'évaluer \vec{H}_i et \vec{h}_d dans chaque domaine.

II.3.1.2 Evaluation de \vec{h}_d

\vec{h}_d résulte de l'application d'un champ magnétique micro-ondes et du champ de désaimantation dépendant de la forme du domaine et des dipôles magnétiques dans les côtés de chaque domaine. Dans certaines conditions les dipôles de deux domaines adjacents tendent à doubler la valeur du champ de désaimantation. Cet effet connu sous le nom de l'effet de Polder-Smit s'exprime par le couple d'équations suivant :

$$\begin{cases} \frac{d\vec{M}_1}{dt} = \gamma \vec{M}_1 \times (\vec{H}_1 + \vec{h} - n(\vec{m}_1 - \vec{m}_2)) + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M}_1 \times \frac{d\vec{M}_1}{dt} \\ \frac{d\vec{M}_2}{dt} = \gamma \vec{M}_2 \times (\vec{H}_2 + \vec{h} - n(\vec{m}_2 - \vec{m}_1)) + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M}_2 \times \frac{d\vec{M}_2}{dt} \end{cases} \quad (\text{II.7})$$

où :

\vec{M}_1 (\vec{M}_2) est le moment magnétique du domaine 1 (2).

\vec{H}_1 (\vec{H}_2) est le champ magnétique statique effectif du domaine 1 (2).

\vec{h} est le champ magnétique micro-ondes.

\vec{m}_1 (\vec{m}_2) est l'aimantation micro-onde (partie dynamique de \vec{M}_1 (\vec{M}_2)).

n est le coefficient de désaimantation dépendant de la forme du domaine.

$n(\vec{m}_1 - \vec{m}_2)$ représente le champ de désaimantation dynamique (effet Polder-Smit) dans le domaine 1.

L'effet de Polder-Smit est maximal dans le cas où $\vec{m}_1 = -\vec{m}_2$ (\vec{M}_1 et \vec{M}_2 sont antiparallèles).

En saturation ($\vec{m}_1 = \vec{m}_2$), le champ de désaimantation disparaît. En dehors de la saturation le champ de désaimantation dépend de la forme macroscopique du matériau et il est inclus dans les équations de Maxwell et dans les relations de continuité sur les interfaces.

Le coefficient de désaimantation « n » dépend de la forme du domaine ($n = \frac{1}{2}$ cylindre, $n = \frac{1}{3}$ sphère).

II.3.1.3 Evaluation du champ magnétique effectif statique

Dans ce cas, on évalue le champ interne dans chaque domaine et la fonction M/M_s pour un champ statique externe appliqué.

$$\begin{cases} \vec{M}_1 = M_s \vec{u}_1 + \vec{m}_1 \\ \vec{H}_1 = H_1 \vec{u}_1 \end{cases} \quad (\text{II.8})$$

\vec{u}_1 est le vecteur unitaire défini par la direction de \vec{M}_1 et du champ magnétique statique effectif \vec{H}_1 résultant à l'intérieur du matériau à cause du :

- Champ statique appliqué $H_0 \vec{u}_z$.

Si H_{dip} et $N_z M$ sont ajoutés uniformément dans tous les échantillons, la quantité H_s peut être reliée avec le rapport M/M_s par la valeur moyenne de la projection du \vec{u}_1 sur Oz :

$$\langle \cos\theta \rangle = \frac{M}{M_s} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin\rho \cos\theta_1 d\rho d\phi \quad (\text{II.13})$$

d'où l'utilisation de la relation (II.12), donne :

$$\begin{cases} H_s = \frac{H_a}{\sqrt{3(1-\langle \cos\theta \rangle)}} \text{ si } \langle \cos\theta \rangle \geq \frac{2}{3} \\ H_s = \frac{3H_a}{2} \langle \cos\theta \rangle \text{ si } \langle \cos\theta \rangle \leq \frac{2}{3} \end{cases} \quad (\text{II.14})$$

Ces relations prouvent que l'importance du champ statique interne est du même ordre de grandeur que le champ d'anisotropie jusqu'à environ $M/M_s = 2/3$.

a/ Champ statique interne dans les domaines adjacents

Supposons $(+H_a)$ et $(-H_a)$ les champs magnétocristalins respectivement dans deux domaines adjacents (1) et (2) (**figure II.5**).

Posons $\phi_1 = \phi$ et $\phi_2 = \phi + \pi$, puisque ϕ_1 est l'angle entre H_1 et H_a et ϕ_2 est décrit entre H_2 et $(-H_a)$ avec H_a et $(-H_a)$ sont colinéaires.

On définit alors l'aimantation et le champ magnétique dans chaque domaine par :

$$\begin{cases} \vec{M}_1 = M_s \vec{u}_1 + \vec{m}_1 \\ \vec{H}_1 = H_1 \vec{U}_1 \\ \vec{M}_2 = M_s \vec{u}_2 + \vec{m}_2 \\ \vec{H}_2 = H_2 \vec{U}_2 \end{cases} \quad (\text{II.15})$$

avec :

$$\begin{cases} \vec{u}_1 = \sin\theta_1 \cos\phi \vec{u}_x + \sin\theta_1 \sin\phi \vec{u}_y + \cos\theta_1 \vec{u}_z \\ \vec{u}_2 = -\sin\theta_2 \cos\phi \vec{u}_x - \sin\theta_2 \sin\phi \vec{u}_y + \cos\theta_2 \vec{u}_z \end{cases} \quad (\text{II.16})$$

Donc selon (II.11) et (II.12) on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} H_1 = \sqrt{H_a^2 + 2H_a H_s \cos \rho + H_s^2} \\ H_2 = \sqrt{H_a^2 - 2H_a H_s \cos \rho + H_s^2} \\ \sin \theta_1 = H_a \sin \rho / H_1 \\ \sin \theta_2 = H_a \sin \rho / H_2 \\ \cos \theta_1 = (H_s + H_a \cos \rho) / H_1 \\ \cos \theta_2 = (H_s - H_a \cos \rho) / H_2 \end{array} \right. \quad (\text{II.17})$$

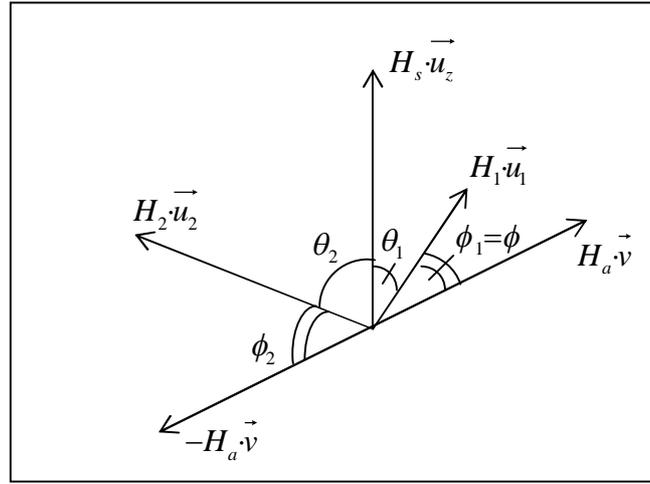


Figure II.5: Champ interne dans chaque domaine

b/ Solution du couple d'équations différentielles de Gilbert [11, 12]

Le champ interne de chaque domaine étant connu, on peut résoudre les équations de Gilbert (II.6) modifiées par (II.7). Le système d'équations devient :

$$\left\{ \begin{array}{l} j\omega \vec{m}_1 = \gamma \vec{M}_s \vec{u}_1 \times (\vec{h} - n\vec{m}_1 + n\vec{m}_2) + \gamma \vec{m}_1 \times H_1 \vec{u}_1 + j\omega \alpha \vec{u}_1 \times \vec{m}_1 \\ j\omega \vec{m}_2 = \gamma \vec{M}_s \vec{u}_2 \times (\vec{h} - n\vec{m}_2 + n\vec{m}_1) + \gamma \vec{m}_2 \times H_2 \vec{u}_2 + j\omega \alpha \vec{u}_2 \times \vec{m}_2 \end{array} \right. \quad (\text{II.18})$$

Ces équations sont ensuite découplées et décrites dans le système local de coordonnées cartésiennes $(\vec{u}_i, \vec{\theta}_i, \vec{\phi}_i)$ (Annexe A). La solution est enfin obtenue par une simple intégration sur ϕ (Annexe A).

L'utilisation des expressions (II.14) et (II.17) et les facteurs $A(\rho)$, $B(\rho)$, $C(\rho)$, $D(\rho)$, $E(\rho)$, $F(\rho)$ dont leurs expressions analytiques sont décrites en Annexe A₂ donne les termes du tenseur de perméabilité suivant :

$$\bar{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu & -jk & 0 \\ jk & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} ; \begin{cases} \langle \mu \rangle = 1 + \frac{1}{4} \int_0^\pi (B(\rho) \cos^2 \theta_1 + D(\rho) + C(\rho) \sin \theta_1 \cos \theta_1) \times \sin \rho \, d\rho \\ \langle k \rangle = \frac{j}{4} \int_0^\pi (A(\rho) \cos \theta_1 + F(\rho) \sin \theta_1 - E(\rho) \cos \theta_1) \times \sin \rho \, d\rho \\ \langle \mu_z \rangle = 1 + \frac{1}{2} \int_0^\pi (B(\rho) \sin^2 \theta_1 - C(\rho) \sin \theta_1 \cos \theta_1) \times \sin \rho \, d\rho \end{cases} \quad ; \text{(II.19)}$$

II.4 TENSEUR DE PERMÉABILITÉ DANS UN FERRITE POLARISE ARBITRAIREMENT [11], [12] [13]

Considérons maintenant un champ magnétique \vec{H}_0 statique appliqué à un ferrite et dirigé suivant une direction arbitraire (**figure II.6**). Il peut être démontré, en employant des transformations des coordonnées, que la relation ($B = \mu_0 \bar{\mu} H_0$) reste valable mais $\bar{\mu}$ devient une matrice pleine de la forme :

$$\bar{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & \mu_{13} \\ \mu_{21} & \mu_{22} & \mu_{23} \\ \mu_{31} & \mu_{32} & \mu_{33} \end{bmatrix} \quad \text{(II.20)}$$

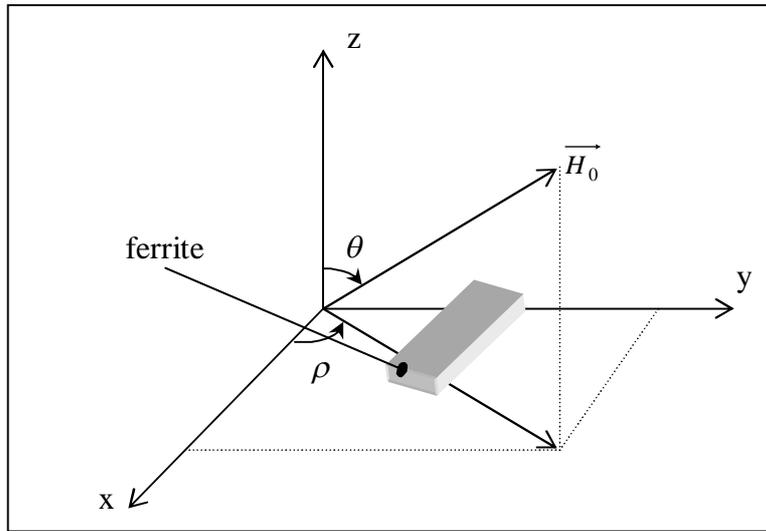


Figure II.6 : Ferrite polarisé arbitrairement

Dans le cas d'une aimantation à saturation du ferrite ($M/M_s = 1$), les termes du tenseur de perméabilité valent :

$$\mu_{11} = \mu (\cos^2 \theta \cdot \cos^2 \rho + \sin^2 \rho) + \sin^2 \theta \cdot \cos^2 \rho \quad \text{(II.21.a)}$$

$$\mu_{12} = (1 - \mu) \sin^2 \theta \cdot \sin \rho \cdot \cos \rho - jk \cos \theta \quad \text{(II.21.b)}$$

$$\mu_{13} = (1 - \mu) \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \cos \rho + jk \sin \theta \cdot \sin \rho \quad (\text{II.21.c})$$

$$\mu_{21} = (1 - \mu) \sin^2 \theta \cdot \sin \rho \cdot \cos \rho + jk \cos \theta \quad (\text{II.22.a})$$

$$\mu_{22} = \mu (\cos^2 \theta \cdot \sin^2 \rho + \cos^2 \rho) + \sin^2 \theta \cdot \sin^2 \rho \quad (\text{II.22.b})$$

$$\mu_{23} = (1 - \mu) \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \cos \rho - jk \sin \theta \cdot \cos \rho \quad (\text{II.22.c})$$

$$\mu_{31} = (1 - \mu) \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \cos \rho - jk \sin \theta \cdot \sin \rho \quad (\text{II.23.a})$$

$$\mu_{32} = (1 - \mu) \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \sin \rho + jk \sin \theta \cdot \cos \rho \quad (\text{II.23.b})$$

$$\mu_{33} = \mu \sin^2 \theta + \cos^2 \theta \quad (\text{II.23.c})$$

II.5 COMPORTEMENT DES ONDES ELECTRO-MAGNETIQUES DE DIRECTION DE PROPAGATION ARBITRAIRE DANS UN FERRITE [5]

Considérons une onde électromagnétique se propageant dans une direction arbitraire du plan (xoz) dans un ferrite polarisé par un champ statique \vec{H}_0 dirigé selon \vec{u}_z (**figure II.7**).

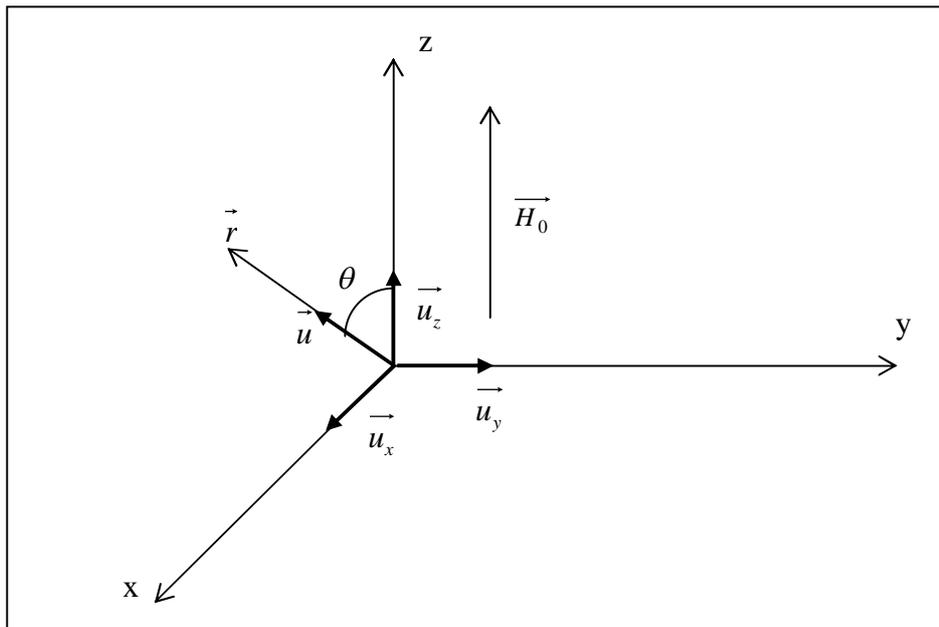


Figure II.7: Propagation des ondes dans une direction quelconque du plan (xoz)

\vec{r} est la direction de propagation dans le plan xoz. \vec{H}_0 est le champ continu appliqué suivant Oz. $\vec{\gamma}$ est la constante de propagation (complexe) de l'onde.

Les champs de cette onde s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 \vec{E} &= E e^{(j\omega t - \vec{\gamma} r)} \\
 \vec{H} &= H e^{(j\omega t - \vec{\gamma} r)} \\
 \vec{r} &= x \vec{u}_x + z \vec{u}_z \\
 \vec{\gamma} r &= x \gamma \sin \theta + z \gamma \cos \theta
 \end{aligned}
 \tag{II.24}$$

Dans ce milieu sans courants, les grandeurs complexes \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} , \vec{B} sont liées par les équations de Maxwell.

$$\text{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{II.25.a}$$

$$\text{rot} \vec{H} = - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \tag{II.25.b}$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \tag{II.25.c}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \tag{II.25.d}$$

$$\text{div} \vec{D} = \rho \tag{II.25.e}$$

$$\text{div} \vec{B} = 0 \tag{II.25.f}$$

Pour un champ électromagnétique périodique dans le temps, on peut considérer $\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$.

D'autres opérateurs d'espace se simplifient dans ce cas, comme suit:

$$\frac{\partial}{\partial x} = -\vec{\gamma} \sin \theta, \quad \frac{\partial}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial z} = -\vec{\gamma} \cos \theta.$$

Les relations (II.25.a) et (II.25.d) donnent :

$$\begin{aligned}
 \vec{\gamma} \cos \theta \vec{E}_y &= -j\omega \mu_0 (\mu \vec{H}_x - jk \vec{H}_y) \\
 \vec{\gamma} \cos \theta \vec{E}_z - \vec{\gamma} \cos \theta \vec{E}_x &= j\omega \mu_0 (jk \vec{H}_x + \mu \vec{H}_y) \\
 -\vec{\gamma} \sin \theta \vec{E}_y &= -j\omega \mu_0 \mu \vec{E}_z
 \end{aligned}
 \tag{II.26}$$

Les résultats (II.25.b) et (II.25.c) donnent :

$$\begin{aligned}
 \vec{\gamma} \cos \theta \vec{H}_y &= j\omega \varepsilon \vec{E}_x \\
 -\vec{\gamma} \cos \theta \vec{H}_x + \vec{\gamma} \sin \theta \vec{H}_z &= j\omega \varepsilon \vec{E}_y \\
 -\vec{\gamma} \sin \theta \vec{H}_y &= j\omega \gamma \varepsilon \vec{E}_z
 \end{aligned}
 \tag{II.27}$$

Deux cas particuliers sont analysés selon θ :

- $\theta = \pi/2$: la propagation est perpendiculaire à la direction de magnétisation. Cette propagation est caractérisée par le phénomène de biréfringence.
- $\theta = 0$, la propagation est parallèle à la direction de magnétisation. Cette propagation est caractérisée par l'effet Faraday.

II.5.1. La biréfringence ($\theta = \pi/2$)

Le système (II.27) s'écrit alors :

$$E_x = 0, E_y = -j \frac{\bar{\gamma}}{\omega \varepsilon} H_z, E_z = j \frac{\bar{\gamma}}{\omega \varepsilon} H_y$$

En remplaçant E_x, E_y, E_z par leurs expressions dans la relation (II.26), on trouve:

$$\begin{aligned} 0 &= -j\omega\mu_0 H_x - \omega\mu_0 k H_y + 0 \cdot H_z \\ 0 &= -j\omega^2 \varepsilon \mu_0 k H_x + \left(\varepsilon \mu \mu_0 \omega^2 + \bar{\gamma}^2 \right) H_y + 0 \cdot H_z \\ 0 &= 0 \cdot H_x + 0 \cdot H_y + \left(\varepsilon \mu \mu_0 \omega^2 + \bar{\gamma}^2 \right) H_z \end{aligned}$$

Le déterminant de ce système doit être nul, ce qui donne:

$$\mu \mu_0 \left(\bar{\gamma}^2 + \omega^2 \varepsilon \mu_0 \mu \right) \left(\bar{\gamma}^2 + \omega^2 \varepsilon \nu_{,0} \mu \right) - \omega^2 \varepsilon \mu_0^2 k^2 \left(\bar{\gamma}^2 + \omega^2 \varepsilon \mu_0 \mu \right) = 0$$

Cette équation admet deux solutions :

$$\bar{\gamma} = \pm j \omega \sqrt{\mu_0 \mu \varepsilon}, \quad \bar{\gamma} = \pm j \omega \sqrt{\varepsilon \frac{\mu^2 - k^2}{\mu}} \mu_0$$

En posant $\mu_e = \frac{\mu^2 - k^2}{\mu}$, les deux solutions deviennent :

$$\bar{\gamma} = \pm j \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \sqrt{\varepsilon_r \mu_z} \quad (\text{II.28})$$

$$\bar{\gamma} = \pm j \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \sqrt{\varepsilon_r \mu_e} \quad (\text{II.29})$$

Le phénomène de biréfringence se caractérise par l'existence de deux ondes : l'une ordinaire et l'autre extraordinaire. L'onde ordinaire se déplace à la vitesse $c / \sqrt{\varepsilon_r \mu_z}$ et $H_x = H_y = 0$, et son champ magnétique est parallèle au champ magnétique appliqué. L'onde extraordinaire se déplace à la vitesse $c / \sqrt{\varepsilon_r \mu_e}$ et $H_z = 0$, et son champ magnétique est perpendiculaire au champ magnétique appliqué.

II.5.2. L'effet Faraday ($\theta=0$)

La relation (II.27) donnent :

$$\bar{\gamma} H_y = j \omega \varepsilon E_x, \quad -\bar{\gamma} H_x = j \omega \varepsilon E_y \quad \text{et} \quad 0 = j \omega \varepsilon E_z$$

Ces équations introduites dans (II.26) aboutissent au système suivant :

$$\begin{cases} -j \left(\omega \mu_0 \mu + \frac{\gamma}{\varepsilon \omega} \right) H_x - \omega \mu_0 k H_y = 0 \\ \omega \mu_0 k H_x - j \left(\omega \mu_0 \mu + \frac{\gamma}{\varepsilon \omega} \right) H_y = 0 \end{cases}$$

En annulant le déterminant de ce système on obtient la solution : $\bar{\gamma}^2 = -\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r (\mu \pm k)$

$$\text{soit : } \bar{\gamma} = \pm j \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \sqrt{\varepsilon_r (\mu \pm k)} \quad \text{(II.30)}$$

Dans ces conditions on trouve: $E_z = H_z = 0$. Il s'agit d'une onde TEM (ou quasi-TEM) caractérisée par : $E_x H_x + E_y H_y = 0$.

- Les champs \vec{E} et \vec{H} sont orthogonaux et transverses :

$$\text{Posons } \vec{E} = \vec{E}_x + j\vec{E}_y \text{ et } \vec{H} = \vec{H}_x + j\vec{H}_y$$

$$\text{On obtient : } \vec{E}_x = -jZ_c \vec{H}_y, \vec{E}_y = +jZ_c \vec{H}_x$$

$$\text{Avec : } Z_c = \frac{\bar{\gamma}}{\omega \varepsilon} = \frac{\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\varepsilon_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}} \sqrt{\mu \pm k}$$

L'équation ((II.25) (A)) s'écrit en tenant compte de (II.30) :

$$\pm j \omega \mu_0 k \vec{H}_x - \omega \mu_0 k \vec{H}_y = 0 \text{ ou encore : } \vec{H}_y = \pm j \vec{H}_x$$

- le signe « + » est associé à une onde polarisée circulairement tournant dans le sens positif
- Le signe « - » est attribué à une onde polarisée circulairement tournant dans le sens négatif

Chacune de ces ondes possède une constante de propagation de forme: $\bar{\gamma}^+ = -j \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \sqrt{\varepsilon_r} \sqrt{\mu - k}$ (II.31)

$$\bar{\gamma}^- = -j \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \sqrt{\varepsilon_r} \sqrt{\mu + k} \quad \text{(II.32)}$$

La perméabilité du ferrite est donc $\mu_+ = \mu - k$ pour l'onde circulaire positive et $\mu_- = \mu + k$ pour l'onde circulaire négative.

L'évolution de ces perméabilités en fonction de la fréquence est représentée sur la **figure II.8.a.**

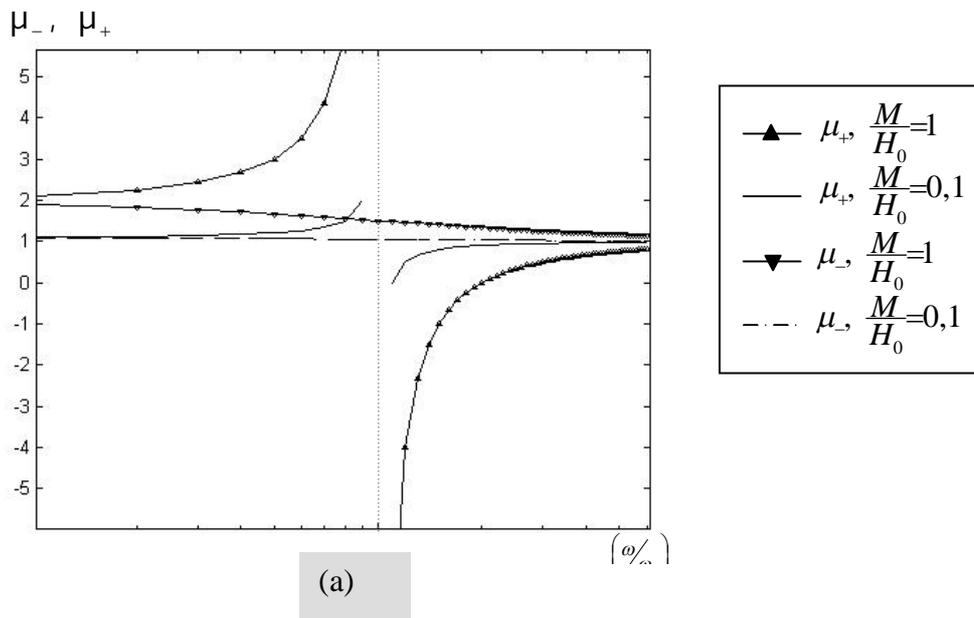
On remarque que l'onde polarisée positivement (dans le sens de la précession), présente une résonance pour $\omega = \omega_0$, tandis que celle polarisée en sens inverse varie très peu.

La **figure II.8.a** représente les deux courbes respectives de μ_+ et μ_- pour deux valeurs du rapport M/H_0 ($M/H_0 = 1$ et $M/H_0 = +0.1$)

M est l'aimantation du matériau et H_0 est le champ statique appliqué.

Ces courbes sont des hyperboles avec un passage de μ_+ à l'infini à la résonance. Ceci est dû évidemment au fait que nous avons négligé les pertes. En tenant compte des pertes, on aura pour chaque onde polarisée $\mu_+ = \mu'_+ - j\mu''_+$ et $\mu_- = \mu'_- - j\mu''_-$. La **figure II.8.b** représente l'allure des composantes de μ_+ et μ_- en fonction du champ statique H_a appliqué pour une fréquence donnée. On y reconnaît la résonance de μ''_+ alors que μ''_- varie assez peu. La valeur du maximum de μ''_+ , qui se produit pour le champ de résonance H_r , correspond aux pertes maximales. On remarquera qu'au voisinage de H_r , μ'_- et μ'_+ sont peu différents.

Pour qu'un ferrite soit le plus non réciproque possible, il faut que les perméabilité μ'_- et μ'_+ soient les plus différents possible mais il faut aussi des pertes faibles donc il faut se placer en dehors de la résonance gyromagnétique et avoir une largeur de rai ΔH la plus faible.



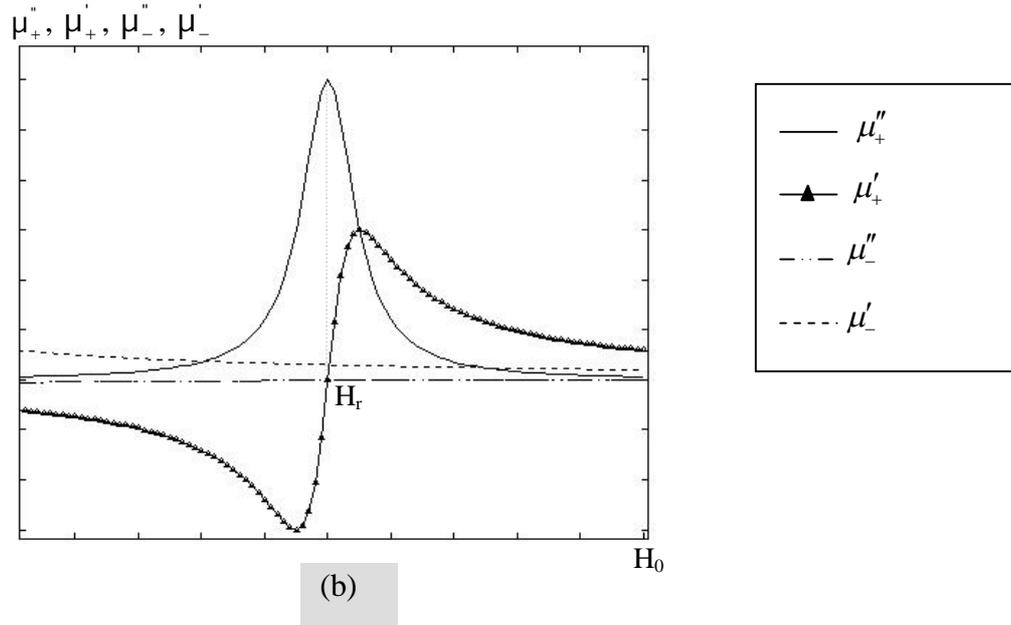


Figure II-8 (a): variation de la partie imaginaire de la perméabilité magnétique en fonction de $\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)$

(b): variation des parties réelles et imaginaires de la perméabilité magnétique en fonction du champ appliqué (H_0)

II.6 Calcul des éléments du tenseur de perméabilité pour différentes intensités d'aimantation

Les résultats précédents ont été traduits par un logiciel, écrit sous l'environnement MATLAB [14, 15], permettant de calculer les éléments du tenseur de perméabilité. Afin de valider l'approche exposée dans ce document, les résultats obtenus de ce nouveau modèle sont comparés à ceux d'autres approches théoriques ou pratiques, afin de valider l'approche décrite dans ce document.

Les premiers résultats concernent le calcul du tenseur de perméabilité d'un ferrite désaimanté, dont les caractéristiques sont dressées sur le **tableau II.1**.

Le rapport $\left(\frac{M}{M_s}\right)$ (M est la polarisation du ferrite)	0
Aimantation à saturation M_s	2000 O_e
Le champ d'anisotropie H_a	200 O_e
Facteur de perte (α)	0

Tableau II.1 : Paramètres physique du ferrite

Rappelons que le tenseur de perméabilité d'un ferrite, sous l'effet d'un champ magnétique

statique appliqué selon l'axe oz, s'écrit :

$$\bar{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu & -jk & 0 \\ jk & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix}$$

Dans ce cas, la perméabilité isotrope est comparée avec le résultat de Schlömann [11] pour $n=1/2$ et $n=1/3$.

La **figure II.9** montre l'évolution de la partie réelle de μ d'un ferrite désaimanté en fonction de la fréquence et du facteur de forme n des domaines du ferrite. Une bonne concordance est observée dans l'intervalle de validité de la théorie de Schlömann. La valeur $n=1/3$ qui correspond à une forme sphérique des domaines donne un résultat plus proche de celui de Schlömann.

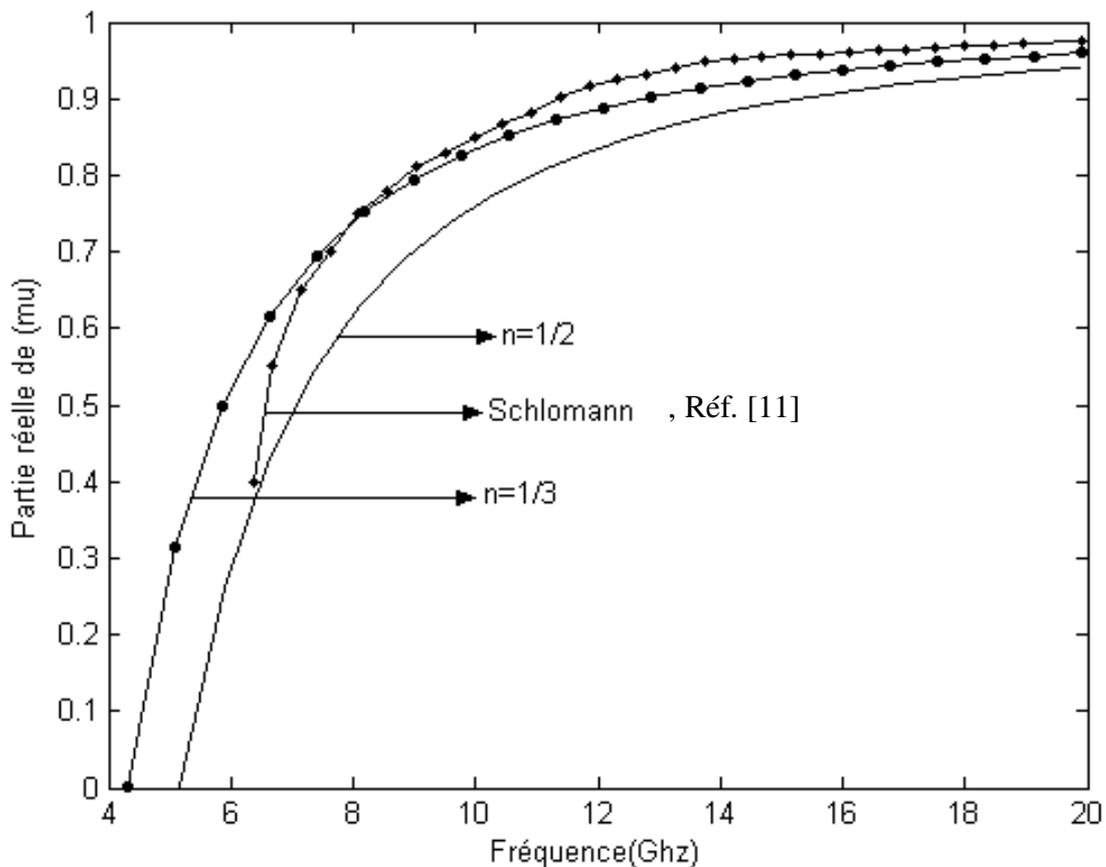


Figure II.9: Partie réelle de μ d'un ferrite complètement désaimanté en fonction de la fréquence

Une autre étude a été établie ensuite, concernant un ferrite polarisé partiellement et dont les paramètres caractéristiques sont portés sur le **tableau II.2**.

Le rapport $\left(\frac{M}{M_s}\right)$ (M est la polarisation de ferrite)	0,7
Magnétisation à saturation M_s	2000 O_e
Le champ d'anisotropie H_a	200 O_e
Facteur de perte (α)	0

Tableau II.2 : paramètres physiques d'un ferrite partiellement aimanté

Les **figures II.10 et II.11** démontrent une comparaison entre les valeurs des éléments diagonaux μ et μ_z (partie réelle) obtenues par le modèle généralisé et les résultats des mesures de Green et Sanday [11]. Ces courbes, correspondant à une aimantation $M/M_s=0,7$, confirment les bons résultats obtenus pour un facteur de forme des domaines du ferrite $n=1/3$.

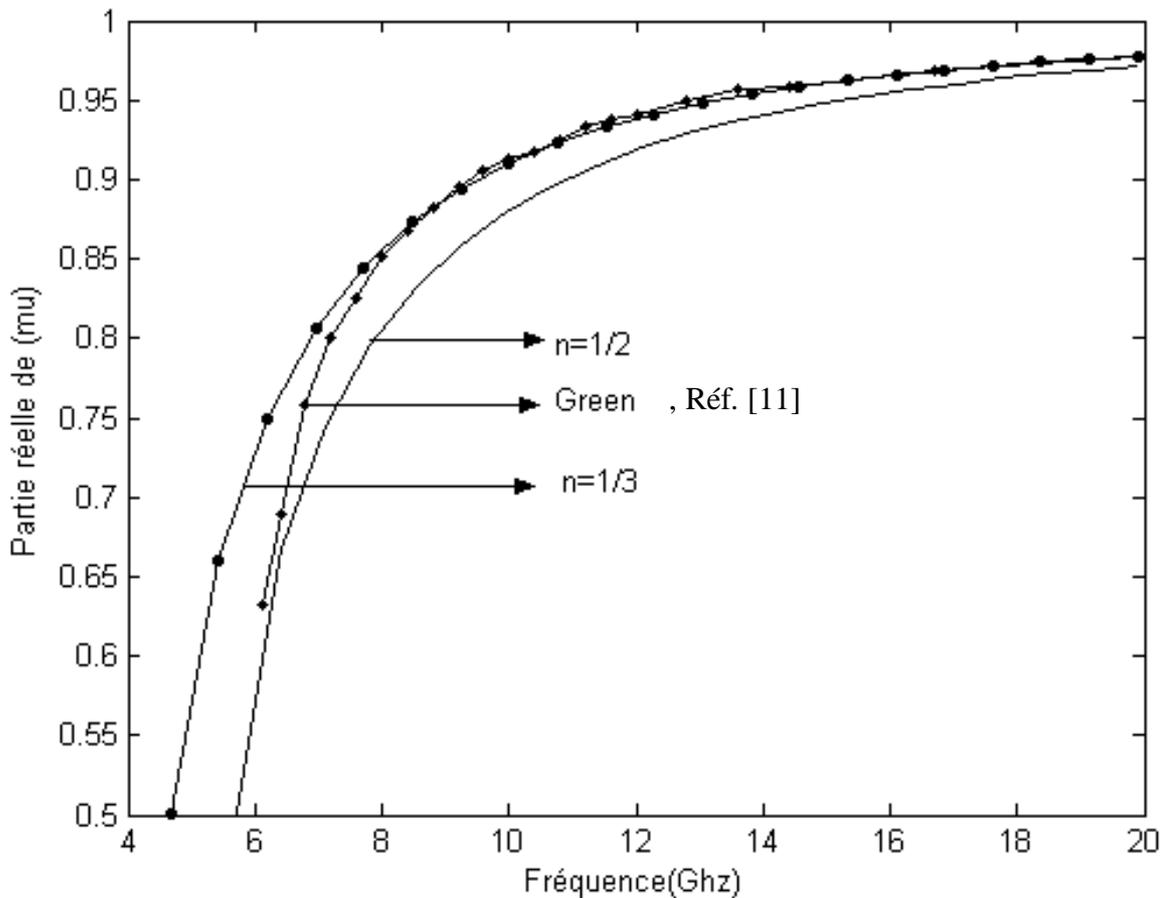


Figure II.10 : La partie réelle de μ d'un ferrite partiellement aimanté en fonction de la fréquence

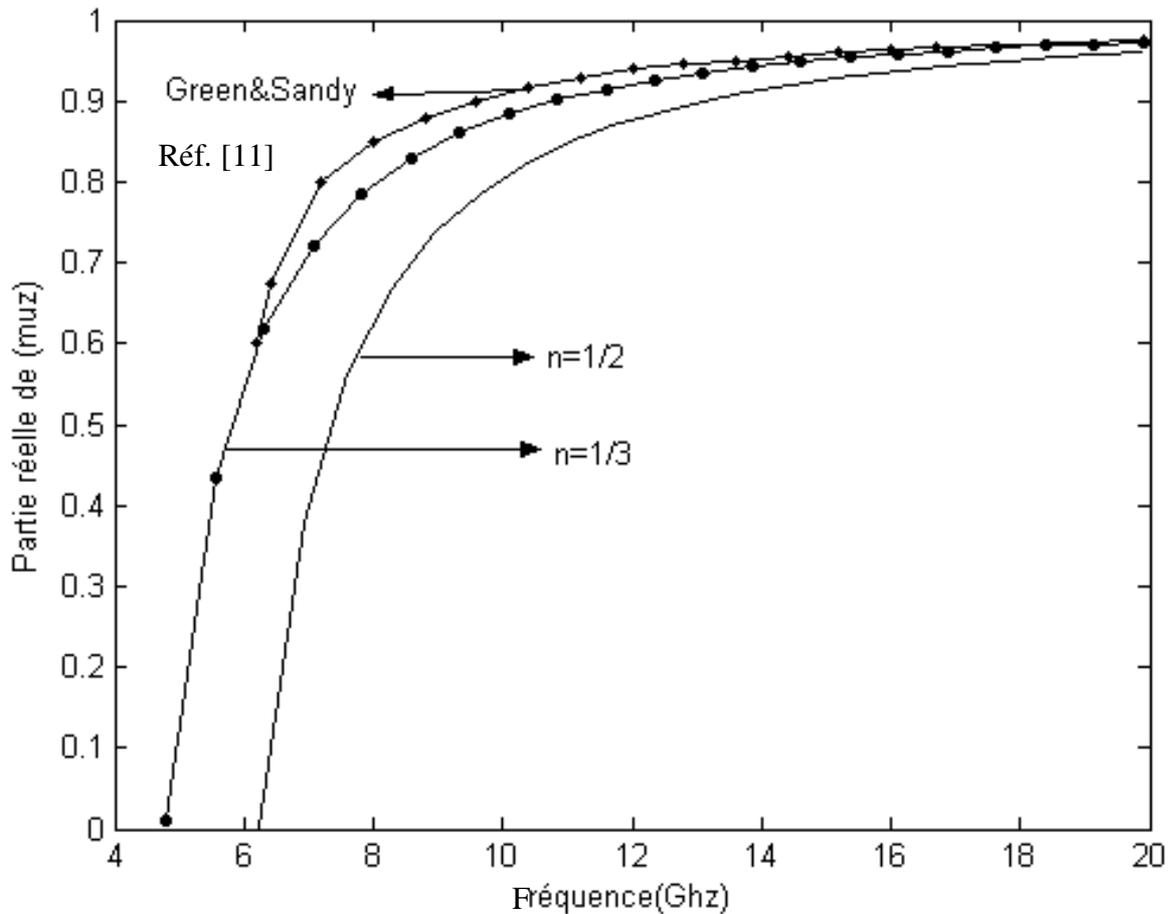


Figure II.11 : Partie réelle de μ_z d'un ferrite partiellement aimanté en fonction de la fréquence

La **figure II.12**, décrivant la variation de la partie réelle de k en fonction de la fréquence, montre le phénomène de résonance dans la région des basses fréquences. La **figure II.13** démontre également une bonne concordance avec la théorie de Rado dans la bande des hautes fréquences. Ces illustrations démontrent une légère différence entre les courbes associées à $n=1/3$ et $n=1/2$. Ceci est dû au fait que l'effet de Polder-Smit (sous certaines conditions, les charges dipolaires de deux domaines adjacents double la valeur du champ de désaimantation) n'a pas d'influence sur la partie réelle de k .

Afin de comparer les résultats du nouveau modèle conçu avec ceux de Polder (valable pour un ferrite saturé), nous avons déterminé le tenseur de perméabilité d'un ferrite saturé dont les caractéristiques sont dressées sur le **tableau II.3**:

Aimantation à saturation (M_s)	2000 O_e
Rapport $\left(\frac{M}{M_s}\right)$	0,999
Champ d'anisotropie (H_a)	200 O_e
Coefficient du champ de désaimantation (n)	$\frac{1}{3}$
Facteur de perte (α)	$2,9 \cdot 10^{-3}$

Tableau II.3: Caractéristiques d'un ferrite saturé

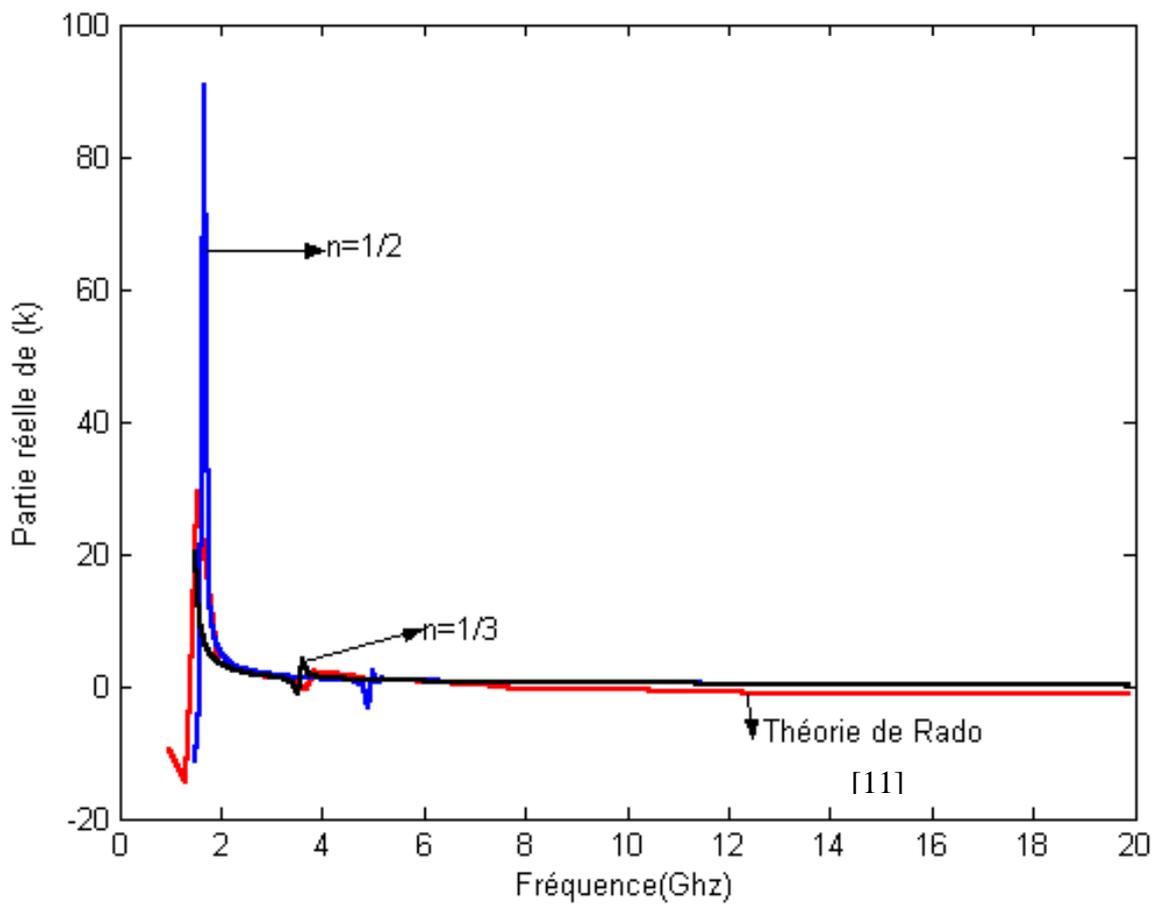


Figure II.12 : Partie réelle de k d'un ferrite partiellement aimanté en fonction de la fréquence

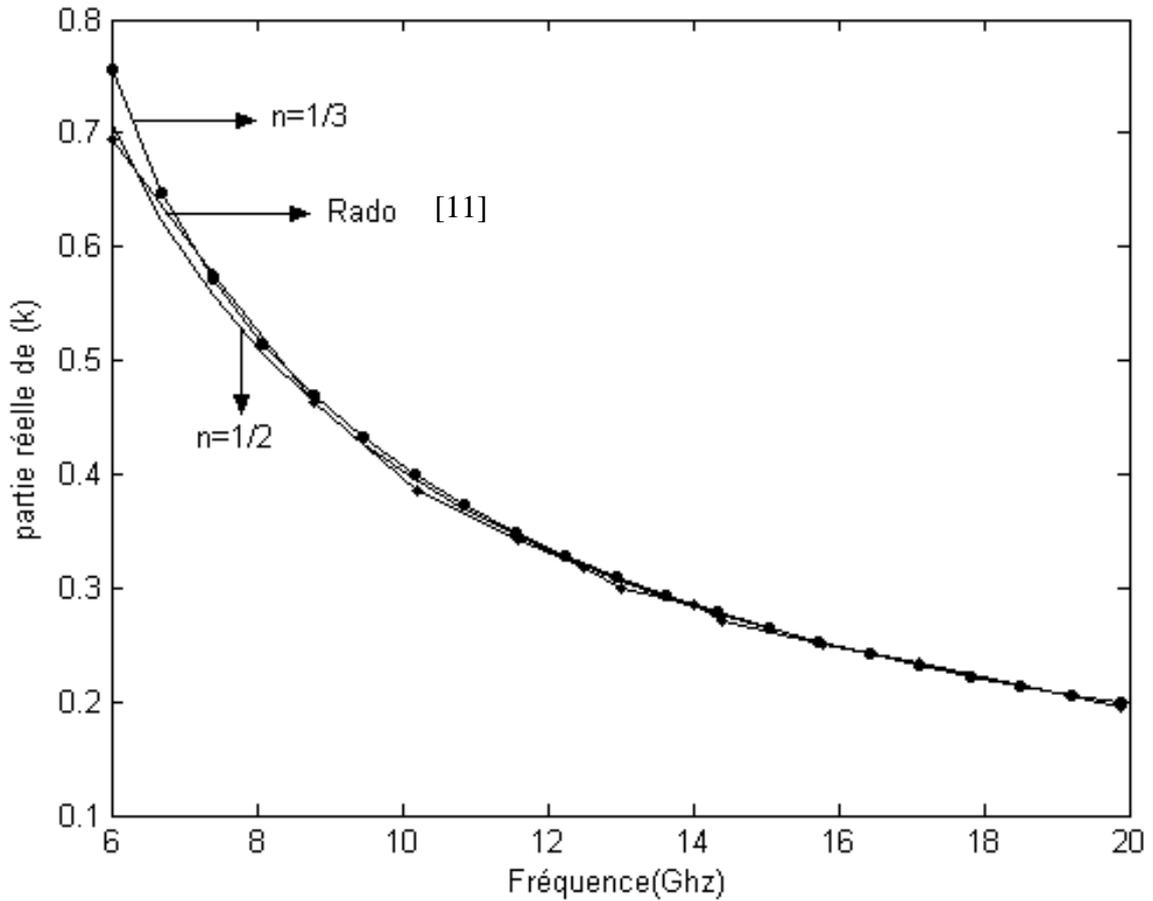


Figure II.13 : Partie réelle de k d'un ferrite partiellement aimanté en fonction de la fréquence

Nous constatons sur **les figures II.14 et II.15**, relatant l'évolution des parties réelles de μ et de k du tenseur de perméabilité d'un ferrite saturé, une diminution des amplitudes de μ et de k dans une petite bande de fréquence de résonance gyromagnétique, car ce nouveau modèle prend en considération la dispersion du champ d'anisotropie magnétocristaline. Dans le reste de la bande, les courbes des deux modèles sont en très bon accord.

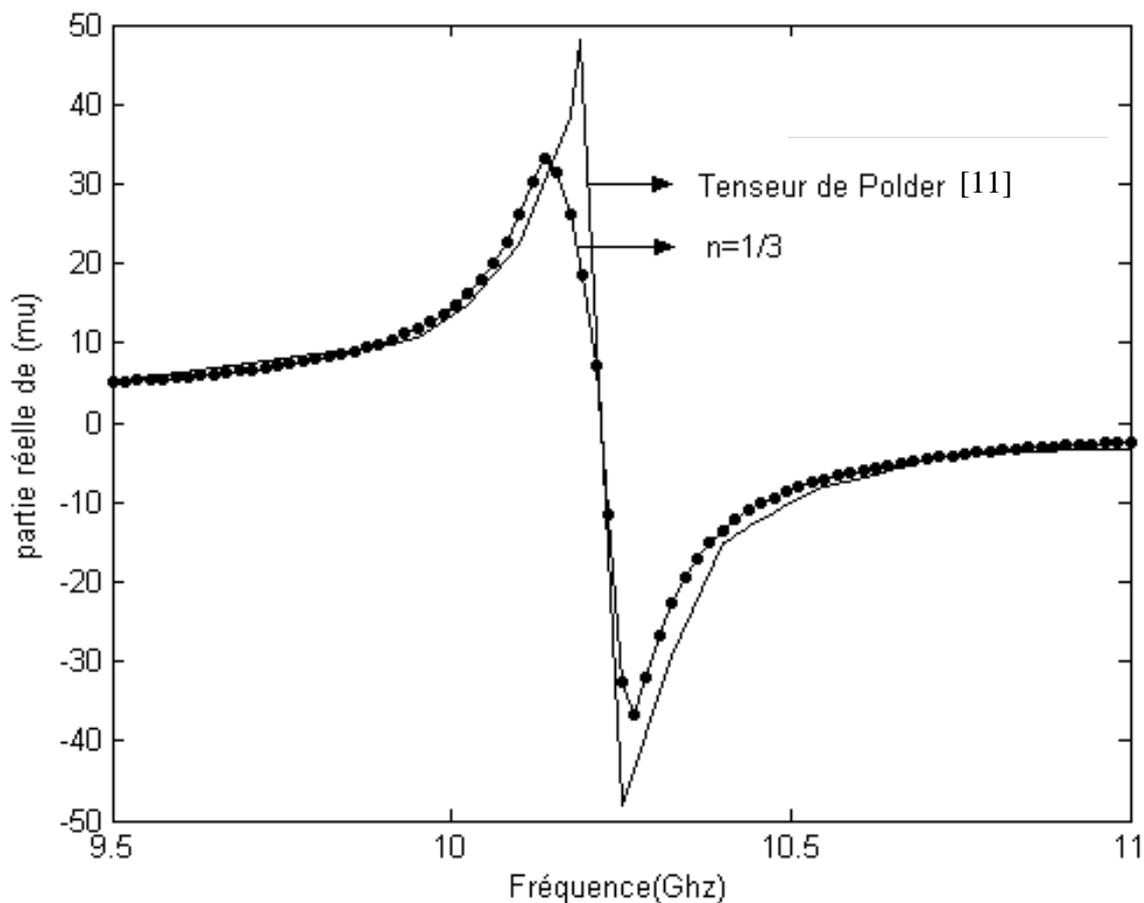


Figure II.14 : Partie réelle de μ d'un ferrite saturé
en fonction de la fréquence

L'étude suivante concerne l'analyse d'un ferrite à perte dont les paramètres physiques sont présentés sur le tableau suivant:

Le rapport $\left(\frac{M}{M_s}\right)$ (M est la polarisation de ferrite)	0.999
Aimantation à saturation M_s	2000 O_e
Le champ d'anisotropie H_a	200 O_e
Facteur de porté phénoménologique (α)	0.08

Tableau II.4 : Paramètre physique d'un ferrite à pertes

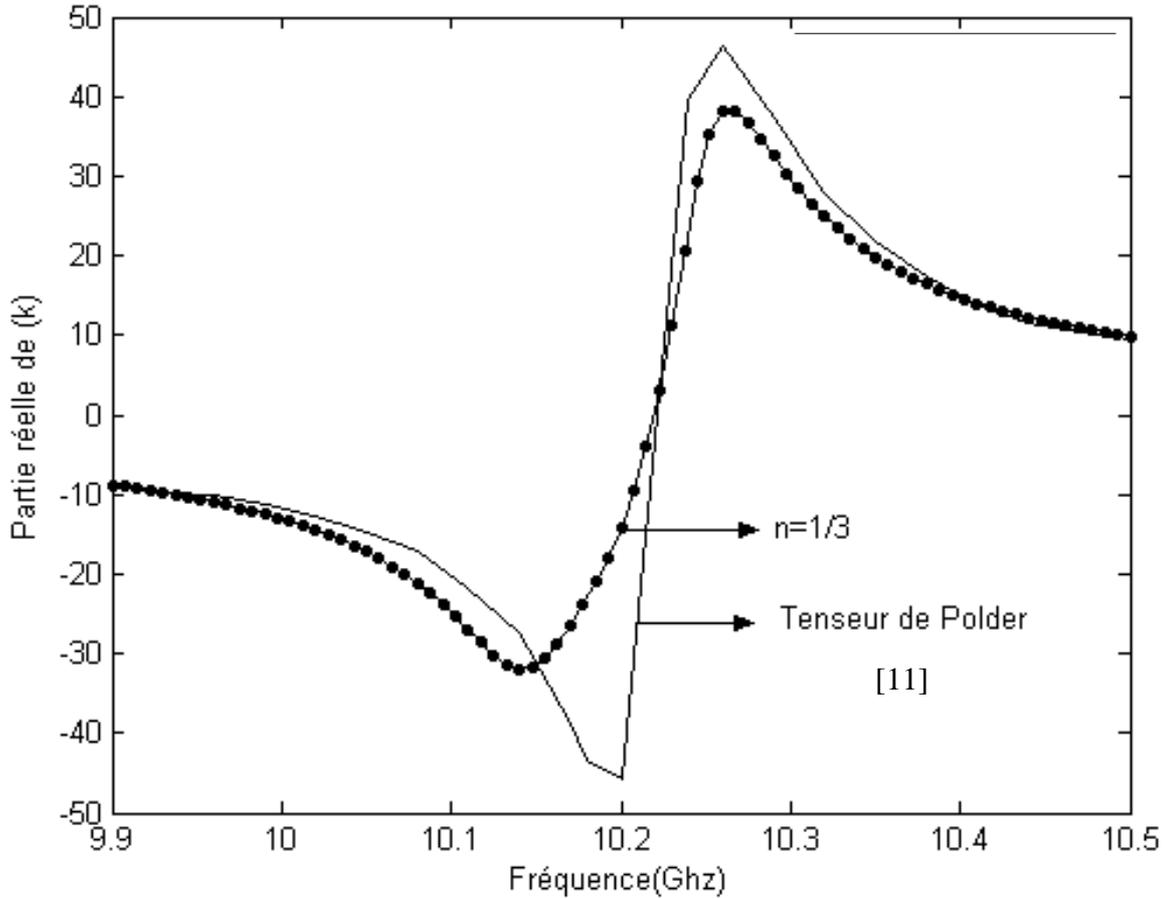


Figure II.15: Partie réelle de k d'un ferrite saturé en fonction de la fréquence

La figure II.16 illustre la partie imaginaire de μ où nous observons une très bonne cohérence des résultats associés à notre modèle et à celui de Polder.

Les figures II.17 et II.18 exposent respectivement la variation de la partie réelle et de la partie imaginaire de μ en fonction de la fréquence pour différentes valeurs du rapport M/M_s .

Les pertes dans un ferrite sont définies par le rapport de la partie imaginaire sur la partie réelle de la perméabilité μ .

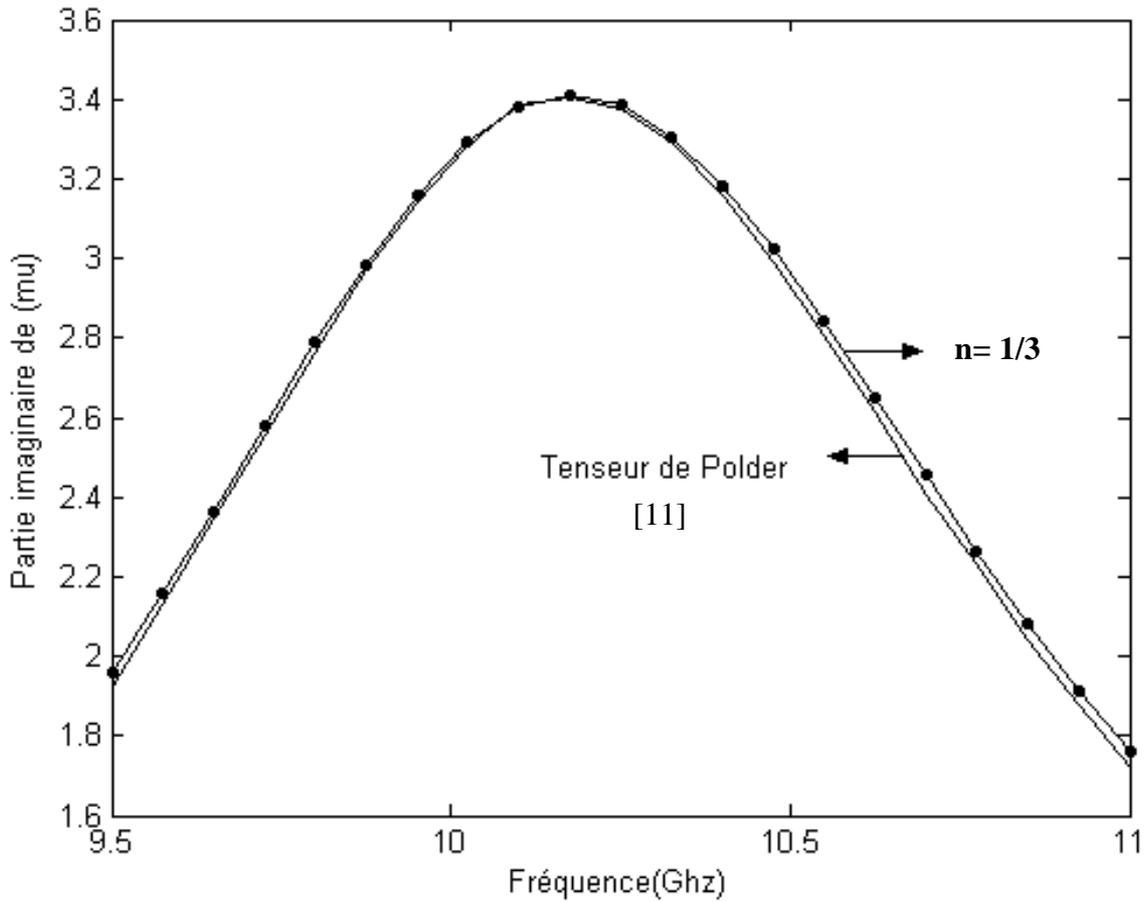


Figure II-16 : Partie imaginaire de μ d'un ferrite saturé en fonction de la fréquence ($\alpha = 0,08$)

Dans le cas d'un ferrite non saturé (M/M_s faible), ces pertes sont importantes pour les fréquences basses et elles diminuent avec l'augmentation de M/M_s . En régime saturé (M/M_s élevé), les pertes n'apparaissent qu'à la pulsation de Larmor ($\omega_0 = \gamma_g H_s$).

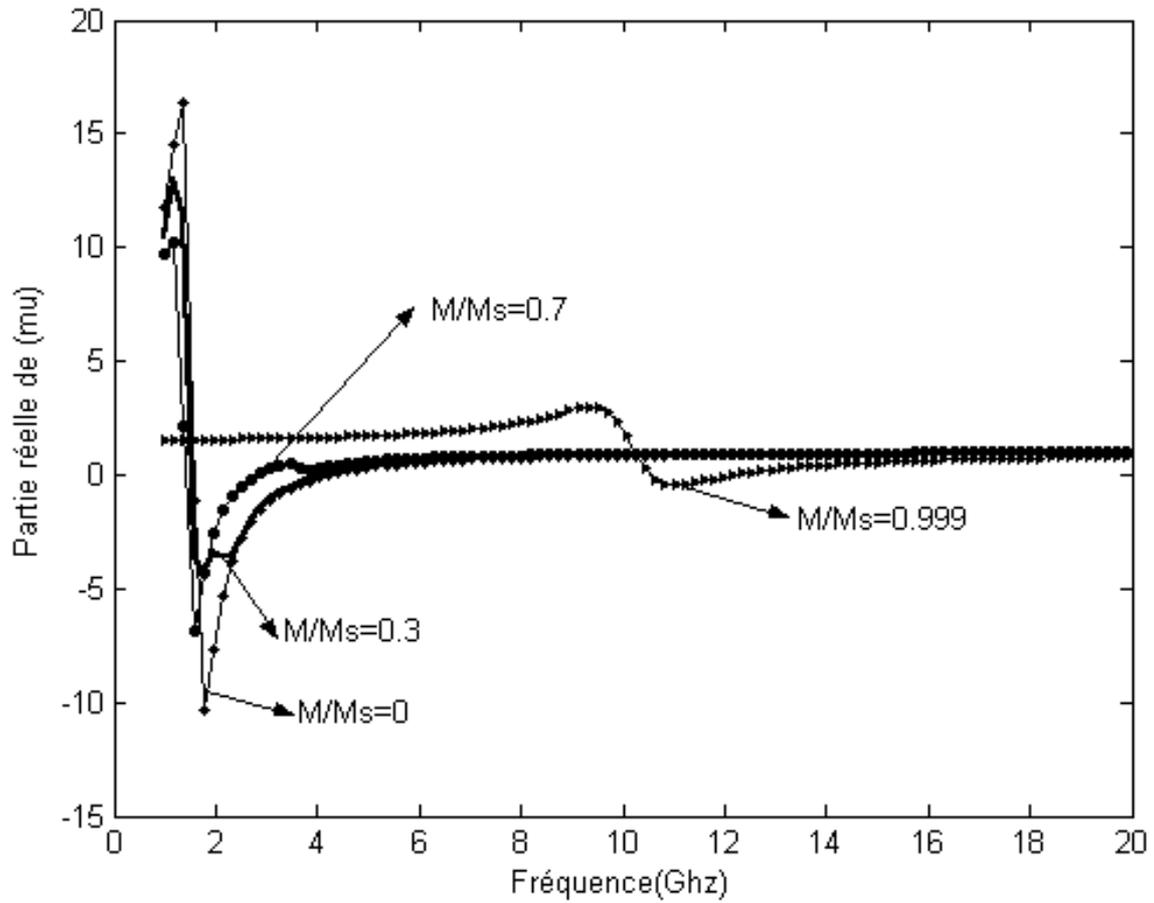


Figure II.17 : Partie réelle de μ en fonction de la fréquence pour différentes valeurs M/M_s

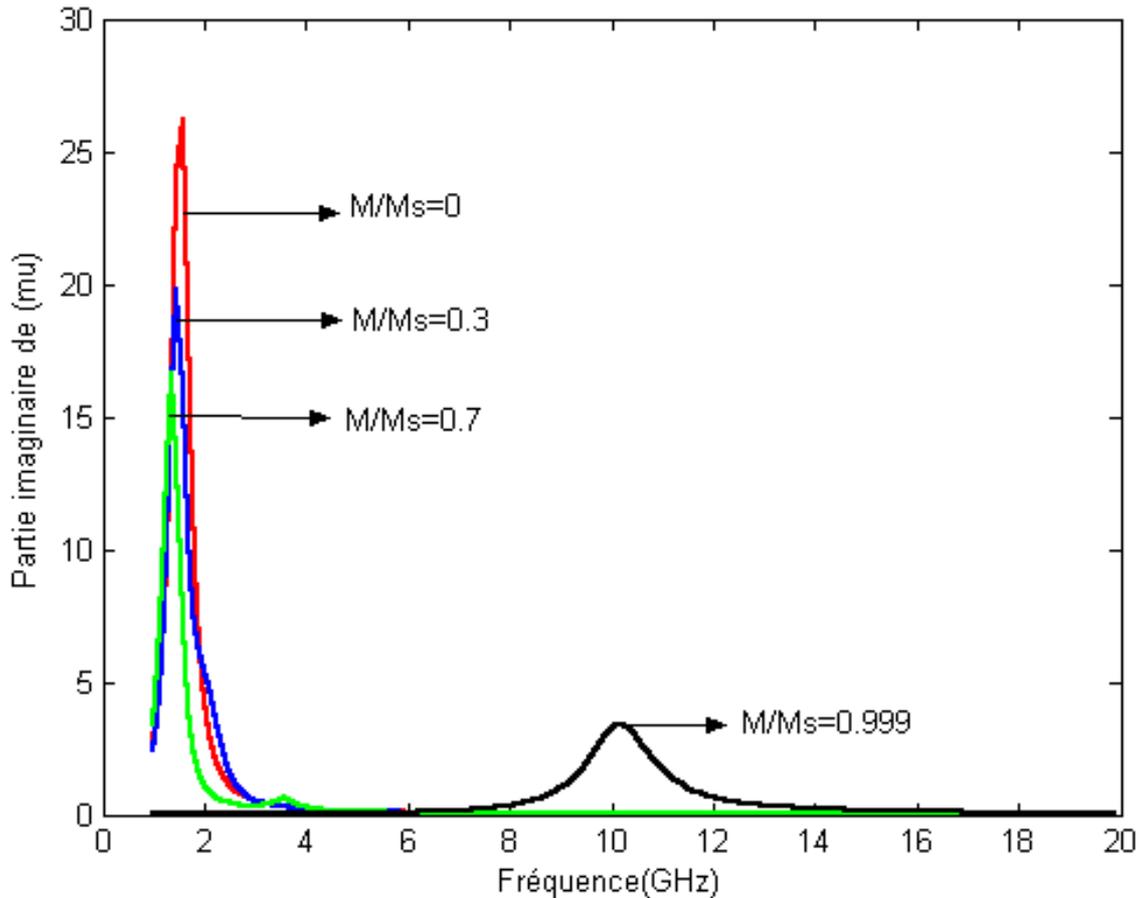


Figure II.18 : μ en fonction de la fréquence pour différents M/M_s

II.7 Conclusion

Le matériau ferrite partiellement aimanté est le plus utilisable dans la pratique. A l'aide de la théorie étudiée dans ce chapitre, on a pu déterminer le tenseur de perméabilité magnétique pour différentes valeurs de l'aimantation allant de zéro (cas isotrope) jusqu'à la saturation du matériau ferrite. Le modèle développé a montré que les meilleurs résultats observés correspondent à une valeur du facteur de forme $n = 1/3$. Ces résultats sont en très bon accord avec ceux du modèle de Shlomman pour une faible aimantation du ferrite et avec ceux du modèle de Polder pour un ferrite saturé. Par conséquent ce nouveau modèle numérique de calcul du tenseur de perméabilité appelé modèle généralisé reste valable quelque soit l'intensité de l'aimantation appliquée au ferrite. La caractérisation de la perméabilité du matériau ferrite étant menée, nous proposons dans le chapitre suivant le développement du formalisme de propagation d'ondes électromagnétiques dans des structures planaires multifilaires et multicouches à ferrite.

Références

- [1] Chritian Garing, «Magnétisme ; statique, induction et milieu », ELLIPSES Edition Marketing S.A, 1999.
- [2] C. Garing, «Milieux Magnétiques», ELLIPSES Edition Marketing S.A, 1999.
- [3] J. P. PEREZ, R.CARLES, R. Fleckiger, «Electromagnétisme fondement et application », Edition MASSON 1997.
- [4] F.Gardiol, «Hyperfréquences», Traité d'électricité , Volume XII, Presse polytechniques universitaires Romandes 1987 (1990)
- [5] P. F. combes, «Les lignes, guides et cavités, Micro-ondes » DUNOD. Paris, 1997
- [6] S. A. MEBAREK, «Supports de transmission et composants micro-ondes », OPU 1995.
- [7] M. HELLER, «Techniques micro-ondes : structure de guidage, dispositifs passifs et tubes micro-ondes », Ellipses Edition Marketing ; S.A. 2001.
- [8] T. C. EDWARDS, «Conception des circuits micro-ondes », Edition MASSON 1984.
- [9] P. F. COMBES, «Micro-ondes II : Circuits passifs, propagation, antennes », Edition DUNOD 1997.
- [10] B. Benbekhti, «Analyse et conception des dispositifs micro-électronique à ferrite», Thèse de Magister en Electronique Signaux et Systèmes, Université de Tlemcen, Soutenue en Juin 2002.
- [11] P. Gelin and K. B. Picharant,«New Consistent Model for ferrite Permeability Tensor with Arbitrary magnetization state», IEEE transactions on microwave theory and techniques. Vol 45 N° 8 August 1997.
- [12] M. Abdi et B. Salah, «Modèle Numérique pour le calcul du tenseur de perméabilité d'un ferrite et applications micro-ondes», Mémoire d'Ingénieur d'Etat en télécommunications, Université de Tlemcen, Soutenue en Juin 2003.

[13] Y. Chourak et M. Meghezi, « Caractérisation micro-ondes des ferrites en couches minces », Mémoire d'Ingénieur d'Etat en télécommunications, Université de Tlemcen, Soutenue en Juin 2004.

[14] M. Mokhtari, A. Mesbah, « Apprendre et maîtriser Matlab », OPU, 2000

[15] Math Works INC., « Partial Differential Equation Toolbox user's guide », Copyright 1984-1997.

Chapitre III

**LIGNES MICROELECTRONIQUES A
SUBSTRAT EN FERRITE**

III.1. INTRODUCTION

L'utilisation des systèmes de télécommunications fonctionnant aux longueurs d'ondes millimétriques ne cesse de s'intensifier dans le domaine spatial civil et militaire. Ces applications nécessitent des circuits en nombre important et à faible coût. En effet, les lignes planaires, du point de vue coût et encombrement, sont les plus attractives quelque soit la longueur d'onde exploitée [1]. Ces circuits constituent l'élément de base des dispositifs microélectroniques micro-ondes [2].

Dernièrement, l'intégration des matériaux à ferrite dans les circuits intégrés micro-ondes a acquis un intérêt croissant pour la conception des dispositifs réciproques et non réciproques [3]. Les progrès technologiques dans ce domaine permettent l'intégration des différents matériaux de ferrites dans des circuits MIC (Monolithic Integrated Circuit) ou MMIC (Microwave Monolithic Integrated Circuit) en vue de réaliser des fonctions réciproques et non réciproques de transmission des ondes électromagnétiques.

Ces applications nécessitent au préalable l'analyse électromagnétique du comportement des dispositifs sous test. Dans ce cadre, nous exposons dans ce chapitre la mise en équation du formalisme de propagation des ondes électromagnétiques dans des structures microélectroniques à plusieurs conducteurs et plusieurs substrats diélectriques et ferrite [3]. La méthode de détermination des paramètres essentiels tels que l'impédance caractéristique, la constante de propagation et le schéma électronique équivalent, est décrite de façon rigoureuse.

III.2 Définition

On désigne sous le nom de circuits planaires des assemblages de conducteurs déposés sur l'une ou les deux faces d'un support diélectrique. En micro-ondes, l'ensemble comprenant le substrat diélectrique et les conducteurs forme une ou plusieurs lignes de transmission, dont les propriétés de propagation dépendent des dimensions et des propriétés du substrat (permittivité, perméabilité).

III.3 Classification des lignes planaires [3, 4]

Dans le domaine des communications micro-ondes, il existe plusieurs types de lignes micro-rubans (**Tableau III.1**), ces lignes peuvent être:

- Ouvertes ou fermées.

- Homogènes (un seul milieu) ou inhomogènes (plusieurs milieux).

On distingue également des lignes à bandes et des lignes à fente.

III.3.1 Les lignes à bandes

III.3.1.1 La ligne microbande (Microstrip)

Elle comporte un substrat diélectrique complètement métallisé sur l'une de ses faces et couvert d'une bande métallique sur l'autre.

III.3.1.2. La ligne triplaque

Elle est constituée par deux plaques métalliques séparées par un substrat diélectrique au sein duquel se trouve une bande métallique.

C'est en quelque sorte, une ligne microbande rendue symétrique par l'adjonction d'un plan métallique supérieur, image du plan métallique inférieur par rapport au ruban central.

III.3.1.3 La ligne à substrat suspendu (Suspended Substrate Line)

Elle est constituée par un substrat diélectrique supportant une bande métallique, le tout étant enfermé dans le plan H d'un guide d'onde à la coupure pour la bande de fréquence utilisée.

. Ce guide d'onde joue uniquement le rôle de boîtier empêchant le rayonnement de la ligne qui deviendrait non négligeable au-delà de 10 GHz.

III.3.2 Les lignes à fentes

III.3.2.1 La ligne à fente (slot line)

Les deux conducteurs formant la ligne sont déposés sur la même face du substrat diélectrique.

III.3.2.2. La ligne coplanaire (Coplanar Line)

Elle est constituée de trois bandes métalliques séparées par deux fentes d'un même côté du substrat.

III.3.2.3. La ligne à ailettes (Fin Line)

C'est une ligne à fente unilatérale ou bilatérale enfermée (pour éviter le rayonnement) dans le plan E d'un guide d'onde à la coupure pour la bande de fréquence utilisée.

III.4 Caractéristiques fondamentales des lignes microrubans [2]

Les lignes microrubans sont des composants micro-ondes caractérisés par les paramètres suivants (figure III-1) :

*** La permittivité relative du substrat ϵ_r**

L'emploi de diélectrique de grande permittivité a pour effet de concentrer le champ électromagnétique dans le substrat, réduisant ainsi le rayonnement.

*** L'épaisseur h du substrat**

Généralement de l'ordre d'une fraction du millimètre.

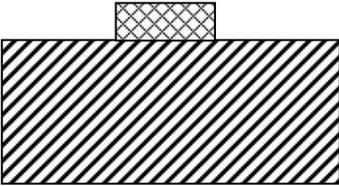
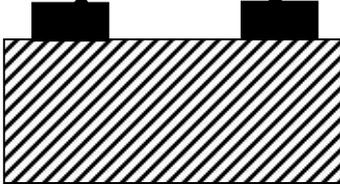
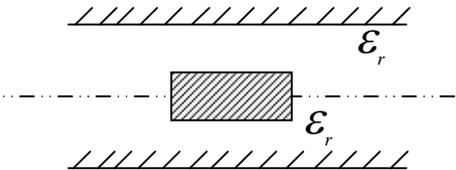
*** La largeur w du conducteur supérieur (ruban métallique)**

Cette largeur est le plus souvent du même ordre de grandeur que l'épaisseur h du substrat ($0,1 \leq w/h \leq 10$)

On contrôle l'impédance caractéristique Z_c de la ligne en faisant varier la largeur du ruban.

*** L'épaisseur « b » du ruban**

Elle est généralement très petite ($b/h \ll 1$).

Lignes à bandes	Lignes à fentes
 <p data-bbox="352 1503 616 1536">-La ligne Microstrip</p>	<p data-bbox="1075 1218 1305 1252">deux conducteurs</p>  <p data-bbox="979 1503 1193 1536">-La ligne à fente</p>
 <p data-bbox="352 1749 603 1783">-La ligne triplaque-</p>	 <p data-bbox="967 1749 1236 1783">-La ligne coplanaire-</p>

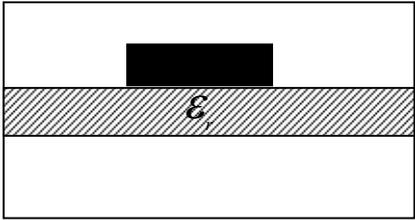
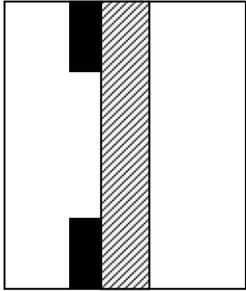
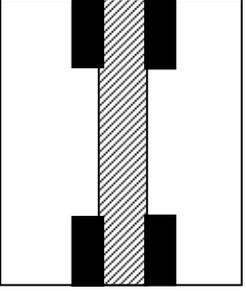
 <p data-bbox="300 497 657 533">-Ligne à substrat suspendu-</p>	 <p data-bbox="868 519 1031 555">a. Unilatéral</p>	 <p data-bbox="1184 519 1347 555">b. Bilatéral</p>
<p>-Ligne à ailettes</p>		

Tableau III.1: Classification des lignes microrubans

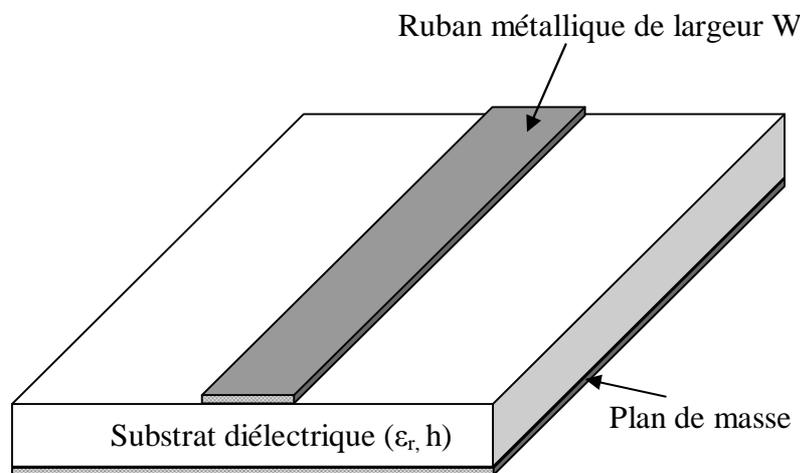


Figure III.2: Paramètres d'une ligne microruban simple

III.5 Mode de propagation [3, 5]

Les lignes microrubans sont des milieux inhomogènes puisque la propagation des ondes s'effectue d'une part dans le substrat diélectrique et d'autre part dans l'air. Le mode fondamental de propagation dans ces structures est un mode hybride à six composantes non nulles du champ électromagnétique.

Dans la bande des fréquences basses micro-ondes, allant jusqu'à des dizaines de gigahertz, les amplitudes des composantes longitudinales E_z et H_z du champ électromagnétique sont relativement faibles devant les amplitudes des composantes transverses et peuvent être négligées. Dans ce cas, le mode de propagation est qualifié de mode quasi-TEM.

III.7.1. Equation de propagation des ondes électromagnétique

III.7.1.1 Conventions générales [3]

La propagation sur une ligne de transmission est déterminée par l'étude de la distribution des champs électromagnétiques dans la structure générale.

Considérons une ligne microruban constituée de N_c conducteurs et N_d diélectriques isotrope ou anisotrope (air, diélectrique, ferrites) (**figure III.3**).

Chaque diélectrique est défini par :

- Une perméabilité relative ϵ_r
- Une perméabilité magnétique μ , si le milieu est isotrope.
- Une perméabilité magnétique tensorielle $\overline{\mu}$, si le matériau est anisotrope (cas du ferrite).
- Une conductivité σ (en générale $\sigma=0$)

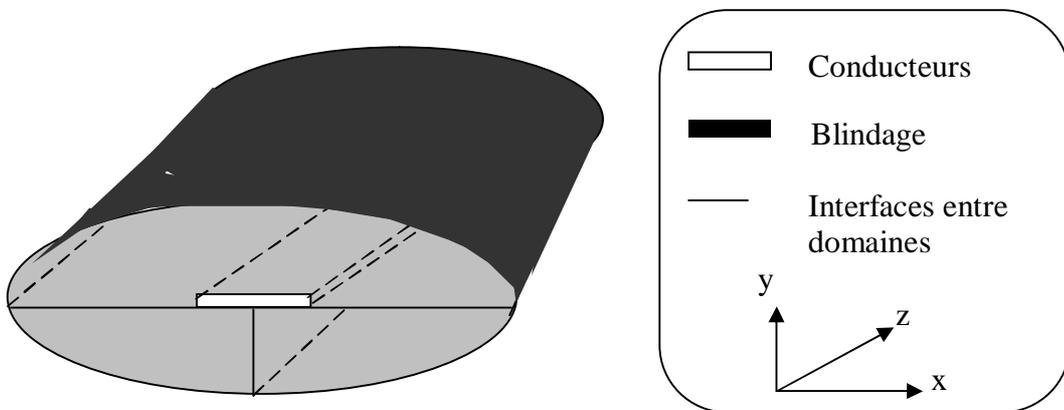


Figure III.3: Position d'une ligne microruban dans un repère (x,y,z)

Considérons une onde électromagnétique progressive se propageant dans le sens des z positifs et supposons qu'il n'y a ni courant, ni charge libre dans les substrats.

La section transversale d'une telle ligne est illustrée sur la **figure III.4**, où l'on note :

- Ω_i , $1 \leq i \leq N$: domaine occupé par les différents matériaux.
- $y_{i,j}$, $1 \leq j \leq N$: interface (si elle existe) entre les diélectriques i et j .
- Γ_p , $1 \leq p \leq N_c$: surface du conducteur p .

On convient d'orienter les normales aux différentes surfaces vers l'intérieur du domaine d'étude.

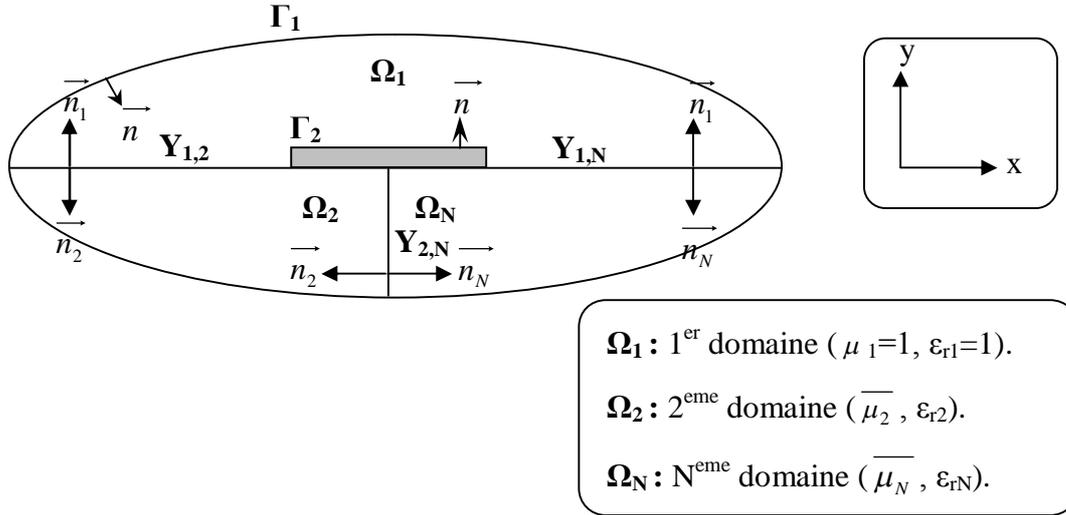


Figure III.4: Section transversale d'une ligne microruban

Pour trouver les ondes susceptibles de se propager dans une telle structure, on établit les équations de Maxwell en régime sinusoïdal.

$$\text{rot}(\vec{E}) = -j\omega\bar{\mu}\vec{H} \quad (\text{III.1})$$

$$\text{rot}(\vec{H}) = j\omega\bar{\varepsilon}\vec{E} \quad (\text{III.2})$$

$$\text{div}(\bar{\varepsilon}\vec{E}) = 0 \quad (\text{III.3})$$

$$\text{div}(\bar{\mu}\vec{H}) = 0 \quad (\text{III.4})$$

La combinaison des deux premières relations (III.1) et (III.2) donne l'équation de propagation:

$$\text{rot} \cdot \text{rot}(\vec{E}) = \omega^2\bar{\varepsilon} \cdot \bar{\mu} \vec{E} \quad (\text{III.5})$$

Puisque le milieu est sans charge, alors $\text{div}(\bar{\varepsilon} \cdot \vec{E}) = 0$ et l'équation (III.5) devient :

$$\nabla^2\vec{E} = -\omega^2\bar{\varepsilon} \cdot \bar{\mu} \vec{E} \quad (\text{III.6})$$

Cette dernière équation admet une solution exponentielle de forme:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-\gamma Z} \quad (\text{III.7})$$

La solution du champ électrique \vec{E} étant connue, il est possible de calculer le champ \vec{H} à l'aide de l'équation (III.1), soit:

$$\nabla^2 \vec{H} = -\omega^2 \varepsilon \cdot \bar{\mu} \vec{H} \quad (\text{III.8})$$

III.7.1.2 Constante de propagation [7, 8]

Dans l'équation (III.7), le coefficient γ est un coefficient complexe appelé exposant de propagation et défini par : $\gamma = \alpha + j\beta$ (III.9)

- La partie réelle α mesurée en Neper par mètre (Np/m) décrit l'affaiblissement linéique ou l'atténuation. Elle représente la décroissance de l'onde dans la direction de propagation.

- La partie imaginaire β , mesurée en radians par mètre (rad/m) représente le déphasage linéique traduisant la variation de la phase de l'onde dans la direction de propagation.

III.7.1.3 Equation de HELMHOLTZ [3, 6, 9, 10]

En supposant la direction de propagation de l'onde selon oz, l'opérateur Laplacien peut être décomposé en un opérateur transverse et un opérateur longitudinal (selon oz). Soit :

$$\nabla^2 = \nabla_t^2 + \frac{\partial^2}{\partial Z^2} = \nabla_t^2 + \gamma^2 \quad (\text{III.10})$$

∇_t^2 est le Laplacien transverse associé au plan (x, y) :

$$\nabla_t^2 = \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial Y^2}$$

Les équations (III.6) et (III.8) deviennent alors :

$$\begin{aligned} \left[\gamma^2 + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \right] \cdot \vec{E} &= -\nabla_t^2 \vec{E} \\ \left[\gamma^2 + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \right] \cdot \vec{H} &= -\nabla_t^2 \vec{H} \end{aligned} \quad (\text{III.11})$$

Où $c = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_r \bar{\mu}_r}}$ est la vitesse de la lumière dans le milieu ($\varepsilon, \bar{\mu}$).

Posant $K_t^2 = \gamma^2 + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2$, K_t étant le coefficient de propagation transverse.

D'une façon générale, la caractérisation des lignes microrubans nécessite la résolution de l'équation de HELMHOLTZ, donnée par :

$$\nabla_t^2 \phi + K_t^2 \phi = 0 \quad (\text{III.12})$$

Où ϕ représente l'une des composantes du champ électromagnétique.

Cette dernière équation est à valeurs et vecteurs propres. Les valeurs propres K_t^2 permettent de calculer les fréquences de coupure des modes. A chaque valeur propre K_t^2 est associé un vecteur propre ϕ représentant la distribution du champ électromagnétique.

III.7.1.4 Equation de propagation des composantes longitudinales [4, 9, 10]

En introduisant l'équation (III.10) dans (III.11), nous trouvons les équations de propagation des composantes longitudinales :

$$\Delta_t E_z + K_t^2 E_z = 0 \quad (\text{III.13})$$

$$\Delta_t H_z + K_t^2 H_z = 0 \quad (\text{III.14})$$

Ces équations, associées aux conditions aux limites imposées à E_z et H_z , permettent de calculer ces champs en tout point de la section transversale de la ligne microruban.

III.7.1.5 Classification des modes de propagation [2]

Selon l'existence ou l'absence des composantes longitudinales des champs électriques et magnétiques, on définit plusieurs types de modes de propagation. Le **tableau III.2** regroupe les caractéristiques de quatre types de modes.

Signification	sigle	E_z	H_z
Transverse électromagnétique	TEM	=0	=0
Transverse électrique	TE	=0	≠0
Transverse magnétique	TM	≠0	=0
Hybride	HEM	≠0	≠0

Tableau III.2: Plusieurs types de modes de propagation.

III.7.2 Digramme de dispersion [2]

Dans une ligne microruban, la constante de propagation prend la forme suivante:

$$\bar{\gamma} = \alpha + j\beta = \sqrt{K_t^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2} \quad (\text{III.15})$$

K_t est le nombre d'onde transverse dans le milieu $(\varepsilon, \bar{\mu})$ et c est la vitesse de propagation dans ce milieu.

Le graphe représentant la variation des constantes d'atténuation α et de propagation β en fonction de la fréquence est appelée diagramme de dispersion. Un exemple de diagramme de dispersion est schématisé sur la **figure (III.5)**.

Il est à noter qu'il existe une infinité de courbes correspondant aux solutions possibles de K_t .

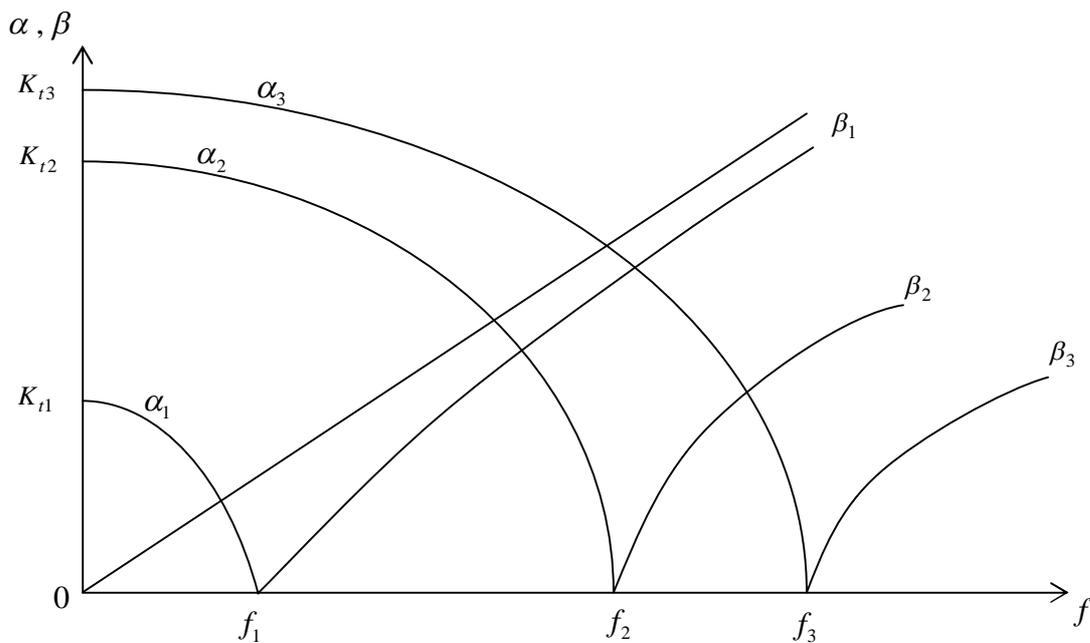


Figure III.5 : Diagramme de dispersion

III.7.2.1 Fréquence et longueur d'onde de coupure

Pour chaque mode, il existe une fréquence particulière, appelée fréquence de coupure f_c , pour laquelle l'exposant de propagation s'annule ($\bar{\gamma} = 0$). Sa valeur est donnée par :

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{K_t \cdot c}{2\pi} = \frac{K_t}{2\pi\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{c}{\lambda_c} \quad (\text{III.16})$$

$$K_t = \sqrt{\gamma^{-2} + \omega^2 \varepsilon \bar{\mu}} = \sqrt{\omega_c^2 \bar{\mu} \varepsilon} = K_c \quad (\text{III.17})$$

$\lambda_c = \frac{2\pi}{K_c}$ correspond à la longueur d'onde de coupure.

III.7.2.2 Longueur d'onde [2]

Une onde qui se propage dans une ligne microruban présente une périodicité dans la direction longitudinale dont la période est la longueur d'onde λ .

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{2\pi}{\sqrt{K_m^2 - K_c^2}} = \frac{2\pi}{K_m} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(K_c/K_m\right)^2}} \quad (\text{III.18})$$

$$\lambda = \frac{\lambda_m}{\sqrt{1 - \left(\lambda_m/\lambda_c\right)^2}}$$

où : $K_m = \frac{2\pi}{\lambda_m} = \omega \sqrt{\varepsilon \bar{\mu}}$: est la longueur d'onde dans le milieu de propriétés $(\varepsilon, \bar{\mu})$.

III.7.2.3 Vitesse de phase V_p et vitesse de groupe V_g [2]

Ces grandeurs sont définies respectivement par les relations suivantes :

$$V_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{\omega}{\sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - K_c^2}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(K_c \cdot c/\omega\right)^2}} \quad (\text{III.19})$$

$$V_g = \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega}\right)^{-1} = \frac{\sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - K_c^2}}{\omega/c^2} = c \sqrt{1 - \left(K_c \cdot c/\omega\right)^2} \quad (\text{III.20})$$

Il est à noter que les deux vitesses sont fonctions de la fréquence et par conséquent le milieu de propagation est donc dispersif c'est-à-dire que les signaux de fréquences différentes se propagent à des vitesses différentes.

III.7.2.4 Détermination des modes TE et TM [8, 9, 10]

Lorsque la constante de propagation diffère de celle des ondes libres, les champs se propageant par ondes planes s'expriment entièrement en fonction des composantes longitudinales E_z et H_z ; composantes qui vérifient l'équation de Helmholtz scalaire à deux dimensions du type :

$$\nabla_t^2 E_z + K_t^2 E_z = 0 \quad \text{et} \quad \nabla_t^2 H_z + K_t^2 H_z = 0$$

Comme $K_t \neq 0$, la vitesse de propagation des ondes n'est pas celle qu'auraient des ondes libres se propageant dans un diélectrique homogène ($\varepsilon \cdot \mu_0$). Dans ces conditions, les solutions de ces équations correspondant à des modes transverses du type TM et TE, ayant des champs physiquement indépendants et définis par les relations :

$$T.M \left\{ \begin{array}{l} \vec{E} = \frac{-\gamma}{K_t^2} \text{grad}_t E_z + E_z \vec{U}_z \\ \vec{H} = \frac{j\omega\varepsilon}{K_t^2} \text{grad}_t E_z \times \vec{U}_z \\ H_z = 0 \end{array} \right. \quad T.E \left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_t = \frac{-j\omega\bar{\mu}}{K_t^2} \text{grad}_t H_z \times \vec{U}_z \\ \vec{H}_t = \frac{-\gamma}{K_t^2} \text{grad}_t H_z + H_z \vec{U}_z \\ E_z = 0 \end{array} \right. \quad (\text{III.21})$$

\vec{u}_z représente le vecteur unitaire de la direction de propagation oz.

La solution recherchée tient compte des conditions aux limites du type Neumann ($\frac{\partial H_z}{\partial n} = 0$) imposée à Hz, et des conditions aux limites de type Dirichlet ($E_z = 0$) imposée à E_z pour le mode TM [3].

D'après les formules (III.17), la constante de propagation des modes TE et TM est donnée par $\bar{\gamma} = \sqrt{K_c^2 - \omega^2 \varepsilon \mu}$. A partir de cette relation, nous pouvons distinguer deux cas [12] :

III.7.2.4.1. Cas où $K_c^2 > \omega^2 \varepsilon \mu$

Dans ce cas $f < f_c$ et l'exposant de propagation est alors purement réel. Par conséquent un affaiblissement de l'onde se produit avec la valeur:

$$\bar{\gamma} = \alpha = \sqrt{K_c^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2} \quad (\text{III.22})$$

Ainsi, un mode en dessous de sa fréquence de coupure est appelé mode évanescent.

La courbe représentée par la relation $\alpha(\omega)$ sur le diagramme de dispersion (**figure III.5**) est une ellipse.

III.7.2.4.2 Cas où $K_c^2 < \omega^2 \varepsilon \mu$

Dans ce cas $f > f_c$ et l'exposant de propagation est imaginaire pure est s'écrit :

$$\begin{aligned} \bar{\gamma} &= j\beta \\ \Rightarrow \beta &= \sqrt{K_m^2 - K_c^2} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - K_c^2} \end{aligned} \quad \text{(III.23)}$$

L'onde TE ou TM peut alors se propager sans affaiblissement, la courbe représentant la fonction $\beta(\omega)$ sur le diagramme de dispersion (**figure III.5**) est une hyperbole.

III.7.2.4.3 Impédance d'onde [2]

Pour un mode au dessus de la coupure, l'impédance d'onde est réelle, correspondant à un transfert de puissance active. Pour un mode TE, elle est donnée par :

$$Z_{TE} = \frac{|\vec{E}_t|}{|\vec{H}_t|} = \frac{\omega \bar{\mu}}{\beta} = \sqrt{\frac{\bar{\mu}}{\varepsilon}} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_m} \quad \text{(III.24)}$$

Pour un mode TM, elle vaut :

$$Z_{TM} = \frac{|\vec{E}_t|}{|\vec{H}_t|} = \frac{\beta}{\omega \varepsilon} = \sqrt{\frac{\bar{\mu}}{\varepsilon}} \cdot \frac{\lambda_m}{\lambda} \quad \text{(III.25)}$$

III.7.2.5 Détermination des modes TEM et Quasi-TEM [3, 8, 9]

Dans une structure de ligne microruban contenant au moins deux conducteurs portés à des potentiels différents, il existe des ondes à constante de propagation correspondant à celles des ondes libres ($\gamma = \pm jK_m$). De plus en chaque point et à chaque instant, les champs de ces modes sont orthogonaux entre eux avec un rapport $\eta = \sqrt{\frac{\bar{\mu}}{\varepsilon}}$ représentant l'impédance d'onde. Ces modes, appelés TEM (Transverse ElectroMagnétique), sont caractérisés par des composantes longitudinales E_z et H_z nulles.

Si le diélectrique est hétérogène, le mode fondamental est un mode hybride assimilé dans une certaine bande de fréquence à un mode TEM. Il est appelé mode quasi-TEM

III.7.2.5.1 Approximation Quasi-TEM [3, 11,12]

L'approximation quasi-TEM consiste à identifier le champ limite au champ basse fréquence micro-onde. La basse fréquence envisagée ici peut atteindre plusieurs Gigahertz si les dimensions transversales de la ligne sont suffisamment petites

L'intérêt d'une telle approximation est:

- le calcul simple du champ limite.
- la possibilité de définir certaines grandeurs comme l'impédance caractéristique permettant une modélisation de la ligne microruban.

Pour mener cette étude, il est commode d'utiliser la notion du potentiel scalaire (V) et du potentiel vecteur (\vec{A}).

III.7.2.5.2 Etablissement de l'équation de LAPLACE [6, 11, 12]

L'expression (III.4) entraîne l'existence d'un champ vectoriel \vec{A} tel que

$$\vec{B} = \overrightarrow{rot} \vec{A} \quad (\text{III.26})$$

puisque :
$$\begin{cases} \overrightarrow{div}(\overrightarrow{rot} \vec{A}) = 0 \\ \overrightarrow{div}(\vec{\mu} \vec{H}) = 0 \end{cases}$$

Portons cette expression de \vec{H} dans (III.1) :

$$\overrightarrow{rot}(\vec{E} + j\omega \vec{A}) = 0 \quad (\text{III.27})$$

D'où l'existence d'un potentiel scalaire V tel qu'on ait :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{grad}V - j\omega \vec{A} \quad (\text{III.28})$$

Les champs électrique et magnétique se déduisent des champs \vec{A} et V par des opérations de dérivation. Nous pouvons ramener la résolution des équations de Maxwell à la recherche de ces derniers champs.

L'intérêt de ce calcul est qu'il consiste à déterminer quatre quantités scalaires (V et les composantes de \vec{A}) au lieu de six (les composantes de \vec{E} et de \vec{H}).

Pour obtenir les équations auxquelles satisfont les nouvelles inconnues, il suffit de porter les expressions de \vec{E} et \vec{H} données par (III.28) et (III.26) dans les équations (III.2) et (III.3). Il vient alors :

$$\Delta V + \omega^2 \varepsilon \vec{\mu} V = -j\omega \mu (\overrightarrow{div} \vec{A} + j\omega \varepsilon \vec{\mu} V) \quad (\text{III.29})$$

$$\Delta \vec{A} + \omega^2 \varepsilon \vec{\mu} \vec{A} = \overrightarrow{grad}(\overrightarrow{div} \vec{A} + j\omega \varepsilon \vec{\mu} V) \quad (\text{III.30})$$

Il est par conséquent toujours possible d'imposer la condition de Lorentz ($div\vec{A} + j\omega\bar{\epsilon}\bar{\mu} V = 0$), de telle sorte que (III.29) et (III.30) se réduisent à des équations de Helmholtz :

$$\Delta V + \omega^2 \bar{\epsilon} \bar{\mu} V = 0 \quad \text{(III.31)}$$

$$\Delta \vec{A} + \omega^2 \bar{\epsilon} \bar{\mu} \vec{A} = 0 \quad \text{(III.32)}$$

Comme les dimensions transversales des lignes microrubans sont faibles devant les longueurs d'ondes qui nous intéressent, alors nous pouvons effectuer l'étude dans le régime quasi-stationnaire. Les expressions (III.31) et (III.32) deviennent :

$$\Delta V = 0 \quad \text{(III.33)}$$

$$\Delta \vec{A} = 0 \quad \text{(III.34)}$$

$$div(\bar{\epsilon} \cdot \overrightarrow{grad}(V)) = 0 \quad \text{(III.35)}$$

$$div\left(\frac{1}{\bar{\mu}} \cdot \overrightarrow{grad}(A_z)\right) = 0 \quad \text{(III.36)}$$

Sur chaque interface entre deux diélectriques constituant la ligne microruban, les conditions de continuité s'écrivent :

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon}_1 \overrightarrow{grad}(V_1) \cdot \vec{n}_1 + \bar{\epsilon}_2 \overrightarrow{grad}(V_2) \cdot \vec{n}_2 &= 0 \\ \overrightarrow{grad}(A_z) &\text{ est continu.} \end{aligned} \quad \text{(III.37)}$$

A la surface de chaque conducteur, le potentiel scalaire V est constant ($V = V_i$) et la composante longitudinale du potentiel vecteur vaut : $A_{zi} = \frac{1}{V_p} V_i$.

On est alors amené à résoudre un problème d'électrostatique à deux dimensions.

III.7.2.5.3 Validité de l'approximation quasi-TEM

Une analyse bidimensionnelle des équations de Maxwell permet d'établir des conditions dans lesquelles l'approche quasi-TEM est raisonnable. En séparant les composantes transversales et longitudinales des champs, les équations de Maxwell sont écrites comme suit :

$$\overrightarrow{rot}_t(\vec{E}_t) = -j\omega \bar{\mu} H_z \vec{u}_z \quad \text{(III.38)}$$

$$\overrightarrow{\text{grad}}_t(E_z) = -j\bar{\gamma} \overrightarrow{E}_t - j\omega\bar{\mu} \left(\overrightarrow{u}_z \times \overrightarrow{H}_t \right) \quad \text{(III.39)}$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}_t(\overrightarrow{H}_t) = j\omega\bar{\varepsilon} E_z \overrightarrow{u}_z \quad \text{(III.40)}$$

$$\overrightarrow{\text{grad}}_t(H_z) = j\bar{\gamma} \overrightarrow{H}_t + j\omega\bar{\varepsilon} \left(\overrightarrow{u}_z \times \overrightarrow{E}_t \right) \quad \text{(III.41)}$$

Si l'on considère deux conducteurs incorporés dans un milieu inhomogène avec pertes (**figure III.6**), les grandeurs $(\varepsilon, \bar{\mu}, \sigma)$ seront des quantités complexes. En effet, l'équation (III.39) est intégrée le long d'un contour de n'importe quel point (a) du premier conducteur à n'importe quel point (b) du deuxième conducteur, mais l'équation (III.41) s'intègre le long d'un contour entourant un conducteur.

$$-j\bar{\gamma} \int_a^b \overrightarrow{E}_t \cdot \overrightarrow{dl} + j\omega \int_a^b \bar{\mu} \overrightarrow{H}_t \cdot (\overrightarrow{u}_z \wedge \overrightarrow{dl}) = \int_a^b dE_z \quad \text{(III.42)}$$

$$-j\bar{\gamma} \oint \overrightarrow{H}_t \cdot \overrightarrow{dl} - j\omega \oint \bar{\varepsilon} \overrightarrow{E}_t \cdot (\overrightarrow{u}_z \wedge \overrightarrow{dl}) = 0 \quad \text{(III.43)}$$

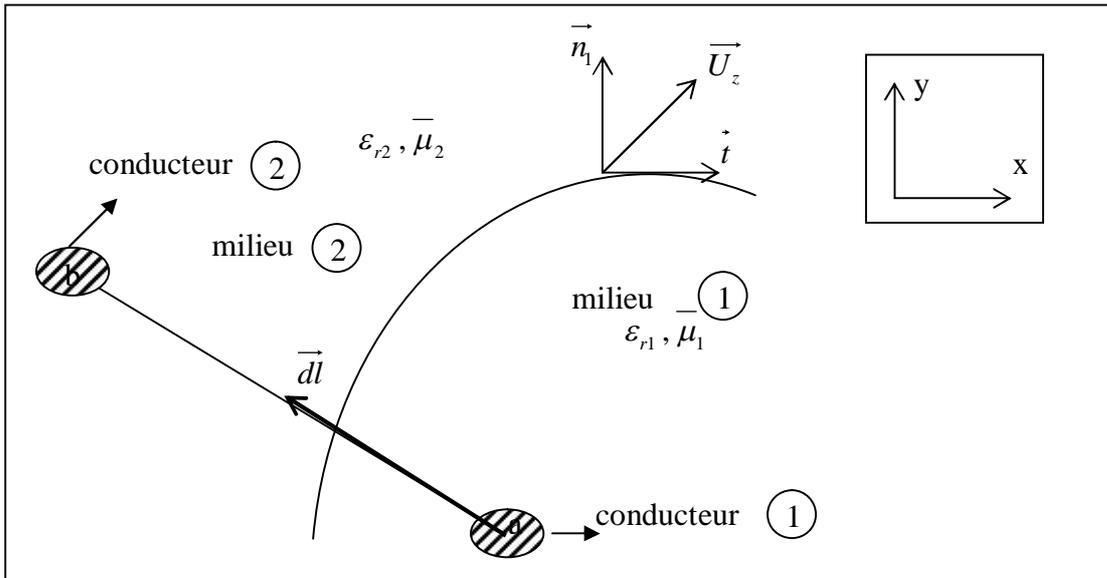


Figure III.6: Section transversale d'une interface générale

Considérons les égalités suivantes:

$$\int_a^b \overrightarrow{E}_t \cdot \overrightarrow{dl} \approx \langle \|E_t\| \rangle d \quad \text{(III.44)}$$

$$\int_a^b \bar{\mu} \overrightarrow{H}_t \cdot (\overrightarrow{u}_z \wedge \overrightarrow{dl}) \approx \langle \|\bar{\mu}\| \rangle \langle \|H_t\| \rangle d \quad \text{(III.45)}$$

$$\oint_c \vec{H}_t \cdot d\vec{l} \approx \langle \|H_t\| \rangle d \quad (\text{III.46})$$

$$\oint_c \varepsilon E_t (\vec{U}_z \wedge d\vec{l}) \approx \langle \varepsilon \rangle \langle \|E_z\| \rangle d \quad (\text{III.47})$$

Le symbole $\langle \rangle$ dénote la valeur moyenne, le symbole $\| \cdot \|$ dénote le module, le symbole $\| \cdot \|$ dénote la norme d'un vecteur et « d » indique la dimension caractéristique transversale de la ligne.

En combinant (III.42) et (III.43) et tenant compte de (III.44) à (III.45), nous obtenons :

$$\langle E_z \rangle \approx |\bar{\gamma}| d \langle \|E_t\| \rangle \quad (\text{III.47})$$

$$\text{où } |\bar{\gamma}| \approx \omega \sqrt{\langle \mu \rangle} \langle \varepsilon \rangle \quad (\text{III.48})$$

Donc, on peut conclure que la gamme de la validité de l'approximation quasi-TEM

$(\langle \|E_z\| \rangle / \langle \|E_t\| \rangle) \ll 1$ est déterminée par :

$$d \ll \frac{1}{\omega \sqrt{\langle \mu \rangle} \langle \varepsilon \rangle} \quad (\text{III.49})$$

III.7.2.5.3.1 Milieu diélectrique avec pertes

Dans ce cas l'équation (III.49) devient :

$$d \ll \frac{1}{\omega \left[\langle \mu \rangle \langle \varepsilon \rangle \sqrt{1 + \frac{\langle \sigma \rangle^2}{\omega^2 \langle \varepsilon \rangle^2}} \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{III.50})$$

Deux situations typiques se produisent dans la pratique :

- La première est $\langle \sigma \rangle^2 \ll \omega^2 \langle \varepsilon \rangle^2$ (milieu à faibles pertes).

Dans ce cas l'équation (III.50) devient :

$$d \ll \frac{1}{\omega [\langle \mu \rangle \langle \varepsilon \rangle]^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{III.51})$$

- La deuxième situation correspond au cas où $\langle \sigma \rangle^2 \gg \omega^2 \langle \varepsilon \rangle^2$ (milieu à fortes pertes).

$$\text{Dans ce cas } d \ll \frac{1}{[\omega \langle \mu \rangle \langle \sigma \rangle]^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{III.52})$$

Les relations (III.50) à (III.51) correspondent en fait à $d \ll \langle \delta \rangle$ où δ est la profondeur de pénétration.

L'expression (III.51) implique que le modèle quasi-TEM n'est valable que dans le cas où les dimensions transversales sont beaucoup plus petites que la longueur d'onde.

III.7.2.5.3.2 Milieu magnétique avec pertes :

Si le milieu est un ferrite démagnétisé et homogène, c'est à dire caractérisé par une perméabilité scalaire, la condition (III.49) devient :

$$d \ll \frac{1}{\omega \sqrt{\omega_0 \varepsilon} \sqrt{\left\{ \frac{2}{3} \left[1 - \left(\frac{\gamma 4\pi M_s}{\omega} \right)^{\frac{1}{2}} \right] + \frac{1}{3} \right\}^2 + A^2 \left(\frac{\gamma 4\pi M_s}{\omega} \right)^{2N}}} \quad (\text{III.53})$$

où A et N sont des paramètres réglables dans la partie imaginaire de perméabilité.

Néanmoins, en technologie MMIC, les valeurs des dimensions transversales et la gamme des fréquences utiles justifient l'utilisation de l'approximation quasi-TEM pour la plupart des cas pratiques.

III.7.3 Energies électriques et magnétiques moyennes

L'énergie électrique moyenne est définie dans le cas générale par :

$$\overline{W}_{em} = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^{N_c} V_i^* Q_i \quad (\text{III.54})$$

où : N_c est le nombre de conducteurs dans la ligne microruban,

V_i est le potentiel scalaire du conducteur i

Q_i est la charge sur le conducteur i .

Le champ électrique étant lié au potentiel scalaire à travers la relation suivante :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}V \quad (\text{III.55})$$

Pour une propagation selon la direction oz , on obtient :

$$\overline{W}_{em} = \frac{1}{4} \iint \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}_t \cdot \vec{E}_t^* dx dy \quad (\text{III.56})$$

De même les composantes du champ magnétique sont liées au potentiel vecteur par les relations :

$$B_x = \frac{\partial A_z}{\partial y}, \quad B_y = -\frac{\partial A_z}{\partial x} \quad (\text{III.57})$$

L'énergie magnétique moyenne \overline{W}_{mm} emmagasinée dans la structure, s'écrit :

$$W_{mm} = \frac{1}{4} \iint \vec{B}_t \cdot \vec{H}_t^* dx dy$$

$$W_{mm} = \frac{1}{4} \iint \vec{\mu} \cdot \vec{H}_t \cdot \vec{H}_t^* dx dy \quad (\text{III.58})$$

III.7.4 Paramètres caractéristiques de l'onde quasi-TEM [3, 8]

III.7.4.1 Capacité et self linéique

Elle est exprimée comme suit:

$$C = \frac{Q}{V} \quad (\text{III.59})$$

Dans une structure à N_c conducteurs, on sait que la somme de courant (I) sur les conducteurs est nulle puisque $\Delta A_z = 0$, et la somme des charges (Q) est nulle puisque $\Delta V = 0$, donc on écrit :

$$\sum_{i=1}^{N_c} I_i = 0 \quad (\text{III.60})$$

$$\sum_{i=1}^{N_c} Q_i = 0 \quad (\text{III.61})$$

Ainsi, la capacité (C) entre deux conducteurs est donnée par :

$$C = \frac{Q_1}{V_1 - V_2} = \frac{Q_2}{V_2 - V_1} \quad (\text{III.62})$$

La relation (III.54) s'écrit : $4W_{em} = V_1^* Q_1 + V_2^* Q_2$, soit encore,

$$4W_{em} = (V_1^* - V_2^*) Q_1 \quad (\text{III.63})$$

ce qui donne, si $V_1 \neq V_2$ (condition nécessaire d'existence de l'onde quasi-TEM)

$$Q_1 = \frac{4\overline{W}_{em}}{V_1^* - V_2^*} \quad (\text{III.64})$$

Par conséquent :

$$C = \frac{4\overline{W}_{em}}{|V_1 - V_2|^2} \quad (\text{III.65})$$

La self par unité de longueur ou self linéique (L) est directement déduite de la relation :

$$L = \frac{1}{CV_\rho^2} \quad (\text{III.66})$$

où V_p est la vitesse de phase : $V_p = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}$ (III.67)

$$V_p = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_{eff} \mu_{eff}}} \quad \text{(III.68)}$$

avec : c_0 est la célérité de la lumière dans le vide.

ϵ_{eff} , μ_{eff} sont respectivement la permittivité et la perméabilité effective (définies dans la suite).

III.7.4.2 Résistance et conductance linéiques

- La résistance linéique d'un tronçon de ligne à N_c conducteurs est :

$$R = \frac{1}{2\eta^2} \sum_{i=1}^{N_c} R_{si} \int_{\Gamma_i} \left| \frac{\partial V}{\partial n} \right|^2 dx dy \quad \text{(III.69)}$$

où η est l'impédance d'onde et R_{si} la résistance surfacique du conducteur donnée par :

$$R_{si} = \sqrt{\frac{\omega \mu}{2\sigma_i}} \quad \text{(III.70)}$$

ω est la pulsation, μ est la perméabilité, σ_i est la conductivité du conducteur i .

- La conductance linéique d'une ligne de transmission propageant un mode TEM est définie par :

$$G = tg(\delta) \cdot C \cdot \omega \quad \text{(III.71)}$$

Où $tg(\delta)$ représente les pertes dans la ligne microruban.

III.7.5 Impédance caractéristique

L'impédance caractéristique d'une ligne quasi-TEM peut être exprimée en fonction :

- du potentiel scalaire par :

$$Z_c = \frac{V_1 - V_2}{I_1} = \frac{V_2 - V_1}{I_2} \quad \text{(III.72)}$$

- De la capacité linéique par :

$$Z_c = \frac{1}{V_p \cdot C} \quad \text{(III.73)}$$

- De la self linéique par :

$$Z_c = V_\rho \cdot L \quad (\text{III.74})$$

III.7.6 Perméabilité et permittivité effectives [3]

Dans une ligne microruban, la permittivité effective est définie par le rapport entre l'énergie électrique par unité de longueur emmagasinée dans la structure inhomogène et l'énergie emmagasinée dans la même structure vide. Par contre la perméabilité effective est définie par le rapport entre les énergies magnétiques emmagasinées respectivement dans la ligne vide et dans la ligne réelle.

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon'_{eff} - j\varepsilon''_{eff} = \frac{\iint \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}_t \vec{E}_t^* dx dy}{\iint \varepsilon_0 \vec{E}_{tv} \vec{E}_{tv}^* dx dy} \quad (\text{III.75})$$

$$\mu_{eff} = \mu'_{eff} - j\mu''_{eff} = \frac{\iint \mu_0 \vec{H}_{tv} \vec{H}_{tv}^* dx dy}{\iint \mu_0 \mu_r \vec{H}_t \vec{H}_t^* dx dy} \quad (\text{III.76})$$

III.8 Conclusion

Cette partie constitue une étape principale pour l'analyse des structures planaires constituées d'une ou plusieurs lignes microrubans soutenues par des substrats en diélectrique et en ferrite. Cette étude a consisté à mettre au clair l'ensemble des phénomènes de propagation des ondes dans ces lignes de configurations très variées et leurs paramètres caractéristiques essentiels. Ainsi, ce chapitre expose la méthode de calcul des éléments du schéma électronique équivalent d'une ligne de transmission avec pertes reposant sur un substrat diélectrique-ferrite (milieu anisotrope). Ces dispositifs trouvent leurs applications dans le domaine micro-ondes comme isolateurs, atténuateurs et circulateurs. L'ensemble des paramètres caractéristiques des lignes planaires ont été traduit en un logiciel à base de la méthode des éléments finis sous l'environnement de MATLAB et de FreeFem++ [13, 14, 15]. Les résultats d'analyse de différentes configurations de lignes planaires à ferrite sont regroupés dans le chapitre suivant.

Références

- [1] L. Zhou and L. E. Davis, «Finite element Methode with Edge elements for waveguides loaded ferrite magnetized in arbitray directions», IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol. 44, N° 6, 1996.
- [2] P. Blondy, «analyse et conception des nouvelles technologie de circuits millimétriques sur silicium», Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, 1998.
- [3] B. Benbekhti, «Analyse et conception des dispositifs micro-électronique à ferrite», Thèse de Magister en Electronique Signaux et Systèmes, Université de Tlemcen, 2002.
- [4] F. Gardiol, «Hyperfréquences», Traité d'électricité, Volume XII, Presse polytechniques universitaires Romandes 1987 (1990).
- [5] P. F. Combes, «Les lignes, guides et cavités, Micro-ondes», Edition DUNOD, Paris 1997.
- [6] S. A. Mebarek, «Supports de transmission et composants micro-ondes », OPU 1995.
- [7] M. Feham, «Méthode des éléments finis: Application à l'étude des caractéristiques électromagnétiques des résonateurs diélectriques», Thèse de Docteur Ingénieur à l'université de Limoges-France, 1987.
- [8] N. Benahmed, «Analyse électromagnétique des lignes de transmission et Caractérisation numérique des discontinuités micro-ondes: -Application à la conception des circuits micro-ondes», Thèse de Doctorat d'Etat à l'Université de Tlemcen, 2002.
- [9] A. Djemai, «Analyse de la diffraction des ondes électromagnétiques par des guides images», Thèse de Magister à l'Université de Tlemcen, 1999.
- [10] K. Nouri, «Contribution à l'analyse des discontinuités en guides d'ondes rectangulaires par la méthode des éléments finis et conception des filtres micro-ondes», Thèse de Magister à l'Université de Tlemcen, 2002.
- [11] Y. Cheikh, « contribution à l'analyse des guides diélectriques à ferrite», Mémoire d'ingénieur d'état en Electronique option Communication, 1998.
- [12] M. Kameche, «Analyse et modélisation du transistor MESFET micro-ondes par la méthode des éléments finis»; Thèse de Magister à l'Université de Tlemcen, 2000.
- [13] S. Dali, «Conception et modélisation des circuits planaires millimétriques», Thèse de Magister à l'Université de Tlemcen, 2002.
- [14] M. Mokhtari, A. Mesbah, «Apprendre et maîtriser Matlab»
- [15] Math Works, INC., «Partiel Differentiel Equation Toolbox user's guide», Copyright 1984-1997.

Conclusion Générale

L'étude théorique, reportée dans cette Thèse, sur plusieurs configurations de lignes planaires telles que les lignes microrubans à substrat en ferrite, les lignes coplanaires à ferrite, ..., démontre l'aptitude de ces géométries aux applications de déphaseurs micro-ondes.

La conception de composant micro-ondes à ferrite a un grand challenge à réussir ces prochaines années afin de compléter la chaîne d'intégration des composants de communication. En effet, c'est récemment que des chercheurs ont démontré l'aptitude des hexaferrites à la fabrication en couches minces ; ce qui a permis le développement de nouveaux dispositifs planaires à ferrite tels que des isolateurs, des circulateurs et des déphaseurs trouvant leurs applications dans le domaine millimétrique.

Sachant que le ferrite change de comportement électromagnétique sous l'influence d'un champ magnétique de polarisation, il reste alors beaucoup à faire pour analyser avec précision le comportement du ferrite dans son environnement réel, c'est-à-dire à côté d'un substrat diélectrique, d'un blindage métallique, de rubans métalliques de formes variées, ... L'étude de ces structures étant compliquée à cause du tenseur de perméabilité du ferrite, alors il n'existe pas de méthodes analytiques permettant de décrire ces composants. Par conséquent le développement d'outils numériques de CAO permet de prédire les performances des dispositifs micro-ondes à ferrite avec une certaine précision.

C'est dans ce cadre que s'inscrit les travaux développés dans cette Thèse de Doctorat et qui se résument dans les points suivants :

- La description des matériaux ferrimagnétiques et leurs utilisations dans le domaine des micro-ondes,
- La caractérisation numérique du tenseur de perméabilité du ferrite à travers un modèle généralisé, valable pour toute intensité d'aimantation du ferrite. Ce modèle concorde avec celui de Polder pour une aimantation à saturation du ferrite et avec le modèle de Schlömann pour une aimantation de faible intensité,
- La formulation du problème de propagation des ondes électromagnétiques dans plusieurs variantes de lignes à ruban sur substrat diélectrique- ferrite multicouche, en vue de déduire les paramètres les plus importants décrivant l'utilité du ferrite dans ces dispositifs, à savoir la commande électronique du déphasage introduit sur ces lignes par modification de l'intensité d'aimantation du ferrite.
- L'analyse par la méthode des éléments finis en deux dimensions de différentes structures à ferrite et l'étude de l'influence des paramètres géométriques et électriques sur leurs réponses. Les résultats obtenus ont été validés par ceux de la littérature scientifique et démontrent la précision des logiciels développés sous les environnement FREEFEM++,

MATLAB et FEMLAB. Le choix de ces environnements de programmation a été toujours guidé par un souci d'intégration des logiciels conçus dans ces environnements professionnels.

Néanmoins, dans le domaine des applications des ferrites, il existe de réelles perspectives de miniaturisation des déphaseurs, des circulateurs et des isolateurs. Ce qui nécessite encore beaucoup d'efforts de recherche notamment dans le domaine des ondes millimétriques pour assurer la caractérisation des ferrites par des techniques pratiques, le développement de modèles numériques en trois dimensions pour l'analyse des dispositifs à 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, ...