

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

Université Ferhat Abbas SETIF1

THESE

Présentée à la faculté des sciences
Département de physique
Pour l'obtention du diplôme de

Doctorat en sciences

Option : **Physique de solide**

Par

TANTO Amel

T H E M E

Etude et modélisation d'un micro-résonateur : résonateur micro bande en anneau, pour la caractérisation de ferrites en hyperfréquences

Soutenu le : 09/03/2016

Devant le jury composé de :

Président	A. KHARMOUCHE	Prof. université Sétif 1
Rapporteur	A. CHERGUI	Prof. université Setif 1
Co-Rapporteur	D. VINCENT	Prof. université St-Etienne France
Examineur :	B. BOUDINE	Prof. université Constantine 1
Examineur :	M. SAMAH	Prof. université de Bejaia
Examineur :	M. SEBAIS	Prof. université Constantine 1
Examineur :	A. ZEGADI	Prof. université Sétif 1

Remerciement

ce travail a été réalisé au laboratoire Claude Chappe (LT2C) où j'étais accueillie par mon directeur de thèse, Monsieur Didier VINCENT professeur à Télécom Saint-Etienne, qui je tiens à lui exprimer ma sincère gratitude pour son accueil et d'avoir accepté de me proposer ce sujet bien qu'il avait à l'époque neuf thésards du différent coin du monde. je tiens à le remercier pour son suivi, son orientation, sa disponibilité et son soutien précieux.

que mon directeur, Monsieur Abdelhamid CHERGUI professeur de l'université de Sétif trouve ici l'expression de ma sincère reconnaissance d'avoir accepté l'encadrement de ce travail malgré ses multiples charges. je le remercie pour son soutien et son suivi et surtout pour son encouragement et ses conseils.

Je remercie Monsieur Ahmed Kharmouche, Professeur à l'université de Sétif , pour avoir accepté de juger ce travail ainsi que de m'avoir fait l'honneur de présider le jury.

Je tiens également à remercier Monsieur Ameer ZEGADI professeur de l'université de Sétif , monsieur Madani Samah professeur de l'université de Bejaia ainsi que monsieur Boubeker Boudine et monsieur Miloud Sebais professeurs de l'université de Constantine de m'avoir fait l'honneur d'accepter d'examiner ce travail. Veuillez agréer Messieurs mes sincères remerciements.

Mes remerciements les plus chaleureux à Monsieur le professeur Jean-Jacques Rousseau directeur du laboratoire LT2C pour son aide précieuse dans la réalisation des échantillons et, et pour sa convivialité et son dynamisme.

J'exprime également mes sincères reconnaissances à tous les membres de laboratoire LT2C : enseignants et thésards pour leur aide et leur soutien et d'avoir cordialement répondu à mes multiples questions à maintes fois.

J'ai une énorme pensée pour toute ma famille, mes parents,, mes sœurs, mes frères, mon cher mari et mes chers enfants, qui ont énormément contribué à ma réussite et qui ont toujours cru en moi.

TABLE DE MATIERE

Introduction générale.....	1
CHAPITRE I : MATERIAUX MAGNETIQUES EN HYPERFREQUENCES.....	
Introduction	4
I.1 Matériaux magnétiques	4
I.2 Différents classes de matériaux magnétiques.....	6
I.2.1 Diamagnétisme	6
I.2.2 Paramagnétisme	6
I.2.3 Ferromagnétisme	7
I.2.4 Antiferromagnétisme	8
I.2.5 Ferrimagnétisme	8
I.3 LES FERRITES	9
I.3.1 Différents classes de ferrites	10
I.3.2 Propriétés générales des ferrites	11
I.3.3 Propriétés des ferrites dans le domaine des micro-ondes	11
I.4 Principe d'aimantation du ferrite.....	15
I.4.1 Domaines de Weiss et parois de Bloch	15
I.4.2 Courbe d'aimantation (cycle d'hystérésis)	16
I.5 Modélisation du ferrite	17
I.5.1 Tenseur de perméabilité de polder : matériaux saturés :	18
I.5.2 Tenseur de perméabilité : matériaux non saturés.....	19
I.6 Dispositifs hyperfréquences à ferrites	21
I.7 Conclusion.....	22
Références	23
CHAPITRE II : ANNEAU RESONATEUR MICROBANDE	26
Introduction	27
II.1 Les lignes de transmission	27
II. 1. 1 ligne coaxiale.....	27
II. 1. 2 Les Guides d'ondes	28
I.1.3 Lignes à fentes	29
II .2. 4 Ligne coplanaire	29

TABLE DE MATIÈRE

II.1.5 Ligne microruban	30
II. 2 Anneau résonateur microruban	31
II. 2. 1 Historique	31
II. 2.2 Caractéristiques	31
II. 2. 3 Différentes structures en anneaux	32
II. 2.4 Différentes applications de l'anneau résonateur	32
II. 3 Analyse théorique du MSRR	34
II. 3. 1 Modèle de mur magnétique (wall model)	34
II. 3.2 Modèle de mur magnétique amélioré	36
II. 4 Autres méthodes d'analyse du MSRR	36
II. 5 Conclusion	37
Références	38
CHAPITRE III : Caractérisation électromagnétique des matériaux	42
Introduction	43
III. 1. Définition de caractérisation électromagnétique	43
III.2. Méthodes de caractérisation électromagnétiques	43
III. 2.1. Caractérisation en espace libre	44
III.2.2. méthodes de mesure par cavité résonnante	45
III.2.3. méthodes de mesure par lignes propagatives	46
Références	50
CHAPITRE IV : Modélisation du MSRR déposé sur une couche massive de ferrite	53
Introduction	54
IV. 1 Les équations de Maxwell	55
IV. 2 Modélisation analytique du MSRR avec ferrite	55
IV.3 Validation théorique et numérique	61
IV.3.1 Comparaison des résultats théoriques avec le modèle de Polder	61
IV.3.2 Modélisation numérique	65
IV.3.3 Etudes paramétriques de la réponse fréquentielle du MSRR	66
IV.3.4 Etude de la réponse du MSRR avec un champ magnétique nul	70
IV. 3. 5 Etude de la structure avec application d'un champ magnétique	73
IV. 4 Conclusion	77
Références	78

TABLE DE MATIÈRE

Chapitre V : Réalisation et Résultats.....	81
V.1 Introduction.....	82
V.2 Réalisation des structures MSRR	82
V.2.1 Matériaux utilisés	82
V.3. Caractéristiques géométriques du MSRR.....	83
V.4. Réalisation technologique.....	83
V.4.1 Préparation du substrat ferrite	83
V.4.2 Dépôt du cuivre par pulvérisation cathodique RF	85
V.4.5 Photolithographie	87
V.4.6 Gravure au perchlorure de fer	88
V.5 Aimantation	89
V.6 Système de mesure hyperfréquence.....	90
4.7 Réalisation des dispositifs	91
V.8 Résultats des mesures	93
V.8.1 Mesure sur ferrite démagnétisé	93
V.8.2 Confrontation mesure /théorie.....	93
V.8.3 Calcul de la perméabilité effective expérimentale pour ferrite démagnétisé.....	95
V.9 Résultats de mesures d'une structure MSRR avec application de champ magnétique ..	96
V.9.1 Discussions et interprétations.....	97
V.10 Conclusion	101
Références	102
CONCLUSION GENERALE	104
Annexes	104
Annexe I : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX	107
ANNEXE II : Principe de mesure des paramètres de dispersion « S »	119

Introduction Générale

Introduction générale

Il y a quelques années, les systèmes de communications et de détection micro-ondes millimétriques étaient réservés spécialement aux applications militaires (satellites, radars, systèmes de détection et de guidage...). Mais avec l'explosion extraordinaire du marché de télécommunications mobiles et l'augmentation permanente des services de communications offerts et donc du nombre d'utilisateurs du spectre fréquentiel, les bandes de fréquences radiofréquences (RF) sont saturées. En conséquence, des bandes de fréquences micro-ondes et millimétriques sont à présent allouées à des applications grand public (télécommunications satellitaires, guidage, systèmes intelligents...).

Une catégorie importante des dispositifs hyperfréquences existants est celle utilisant la propagation non réciproque des ondes électromagnétiques dans les matériaux ferrimagnétiques (ou ferrites), aimantés partiellement ou à saturation par l'application d'un champ magnétique statique. En effet, de par leur forte isolation électrique aux hautes fréquences (favorisant l'interaction onde-matière) et leur propriété d'anisotropie induite sous l'action d'un champ magnétique (représentée par une perméabilité tensorielle), ces matériaux sont actuellement indispensables à la réalisation de dispositifs hyperfréquences comme les circulateurs, les isolateurs, ou les déphaseurs.

L'utilisation des matériaux ferrimagnétiques nécessite la connaissance de leurs propriétés intrinsèques dans le cas désaimanté, aimanté partiellement ou à saturation. Plusieurs méthodes ont jusqu'à présent été proposées afin de pouvoir caractériser les matériaux magnétiques. Ces modèles restent néanmoins limités par leur domaine de validité, par la complexité de la cellule de mesure ou la difficulté du calcul théorique pour extraire les propriétés des ferrites. L'anneau résonateur microbande (MSRR) est un outil simple à réaliser, et qui a prouvé son efficacité dans la caractérisation des diélectriques. L'idée de ce travail est d'utiliser le MSRR pour caractériser les ferrites en domaine des hyperfréquences.

Le manuscrit est organisé en cinq chapitres :

Le premier chapitre concerne la présentation générale des caractéristiques des matériaux magnétiques (magnétisme et les phénomènes qui en découlent). Nous mettrons le point sur les matériaux ferrimagnétiques et leur comportement en domaine des hyperfréquences ainsi qu'un aperçu sur les dispositifs qui peuvent être conçus avec ces matériaux.

L'objet du chapitre 2 est la présentation de généralités sur les structures planaires. On détaillera l'étude du résonateur microbande en anneau qui constitue l'outil de caractérisation dans notre travail. On commencera par donner un aperçu historique avec une description du MSRR et des différents rôles qu'il peut jouer dans le domaine des hyperfréquences. Enfin on présentera les modèles théoriques qui traitent le MSRR et on détaillera le modèle utilisé dans notre étude qui est le « modèle de mur magnétique ».

Le troisième chapitre traite la caractérisation électromagnétique et les différentes méthodes de caractérisation.

Le quatrième chapitre, est consacré aux modélisations analytiques et numériques du MSRR. En premier lieu on détaillera l'étude théorique menée afin de modéliser analytiquement le MSRR avec ferrite, aboutissant à une relation mathématique reliant les fréquences de résonance du MSRR avec les propriétés intrinsèques du substrat ferrimagnétique aimanté à saturation. Les structures dimensionnées de façon analytique sont par la suite mises en banc d'essai par une étude purement numérique à l'aide de la méthode des éléments finis utilisée par le logiciel Ansoft HFSS (High Frequency Structure Simulator). L'analyse numérique permettra la validation de l'analyse théorique et la définition des designs des prototypes pour la fabrication.

L'objectif du dernier chapitre concerne la réalisation technologique des résonateurs microbande en anneaux déposés sur ferrites massifs désaimantés ou aimantés par un champ magnétique statique. Les résultats expérimentaux obtenus à l'aide d'un analyseur vectoriel à pointes seront présentés et comparés aux résultats théoriques et numériques obtenus précédemment, afin de valider notre approche analytique.

Enfin, nous concluons et dressons les perspectives d'évolution des dispositifs que nous avons développés.

Chapitre I

Matériaux Magnétiques en Hyperfréquences

Introduction

La caractérisation des matériaux magnétiques dans le domaine des hyper fréquences, nécessite une compréhension de leurs propriétés et une connaissance des phénomènes physiques mis en jeu dans ce domaine de fréquence.

L'objectif de ce chapitre est de présenter des notions générales d'électromagnétisme. Nous définissons d'abord les différentes classes de matériaux magnétiques, avec une attention particulière pour les matériaux ferrimagnétiques, où nous décrivons leurs propriétés et la modélisation de leur comportement en hyperfréquences. Nous finissons par donner un aperçu de l'application des matériaux ferrimagnétiques dans le domaine des hyperfréquences.

I.1 Matériaux magnétiques

Le mouvement des électrons chargés est à l'origine du magnétisme dans la matière; en effet, Chaque substance matérielle est constituée d'atomes qui sont composés à leur tour de noyaux autour duquel gravite un certain nombre d'électrons. La rotation des électrons chargés autour d'eux mêmes et de noyaux crée le moment magnétique atomique total qui a deux origines (on décrit de manière imagée car il s'agit d'un phénomène quantique) : la rotation des électrons autour d'eux même provoque le moment magnétique de spin, et le mouvement des électrons autour du noyau sur leurs orbites crée le moment magnétique orbital. La somme des deux moments constitue le moment atomique. Son ordre de grandeur est de 10^{-23}A.m^2 . Du point de vue magnétique, chaque atome peut donc être considéré, comme un petit aimant élémentaire [I.1] [I.2] [I.3].

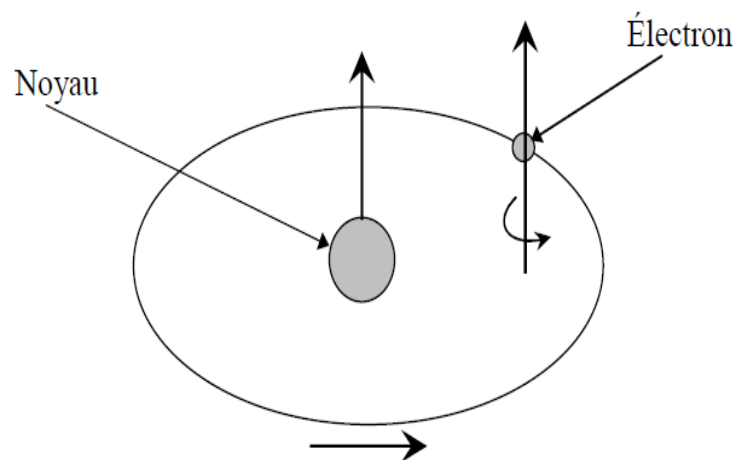


Figure I. 1 : mouvement de l'électron

L'application d'un champ magnétique extérieur H , fait apparaître une induction magnétique B à l'intérieur du matériau, liée au champ magnétique H et à l'aimantation M de la façon suivante :

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad \text{Exprimé dans le système SI} \quad (\text{I. 1})$$

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M} \quad \text{Exprimé dans le système CGS} \quad (\text{I. 2})$$

Où μ_0 est la perméabilité du vide ($4 \cdot 10^{-7}$ en SI, 1 en CGS) et M représente la densité volumique de moment magnétique dans le matériau.

Avec :

$$\vec{M} = \chi\vec{H} \quad (\text{I. 3})$$

χ : étant la susceptibilité magnétique sans unité, qui quantifie, la faculté d'un matériau à s'aimanter sous l'action d'un champ magnétique.

L'induction magnétique devient donc :

$$\vec{B} = \mu_0\vec{H}(1 + \chi) \quad (\text{I. 4})$$

La perméabilité relative μ_r peut être exprimée à partir de cette susceptibilité par :

$$\mu_r = 1 + \chi \quad (\text{I.5})$$

La perméabilité magnétique devient alors :

$$\mu = \mu_0\mu_r \quad (\text{I.6})$$

Et par suite l'induction est donné par:

$$\vec{B} = \mu_0\mu_r\vec{H} = \mu\vec{H} \quad (\text{I. 7})$$

Dans le cas le plus simple, μ et χ sont pris comme des scalaires mais, dans le cas le plus général, et quand on parle d'un matériau anisotrope, la relation entre excitation et

aimantation est plus complexe, dans ce cas la susceptibilité et la perméabilité relatives sont des quantités tensorielles qu'on désigne par $\bar{\chi}$ et $\bar{\mu}$ respectivement.

A partir du comportement de la susceptibilité magnétique, on peut distinguer les cinq grands groupes de matériaux magnétiques [I.1] [I.4] :

- Diamagnétisme : $\chi < 0$, de l'ordre de 10^{-5} .
- Paramagnétisme : $\chi > 0$, très dispersé et inférieur à 10^{-3} .
- Ferromagnétisme : il existe une aimantation spontanée ou rémanente très grande et χ est très grand et varie avec H (relation non linéaire).
- Antiferromagnétisme : χ faiblement positif car les moments s'équilibrent dans un arrangement antiparallèle en deux sous-réseaux d'aimantations égales et opposées.
- Ferrimagnétisme : le matériau possède deux sous-réseaux qui n'ont pas la même aimantation.

On détaillera brièvement ces classes de magnétisme dans le paragraphe suivant.

I.2 Différents classes de matériaux magnétiques

I.2.1 Diamagnétisme

Les matériaux diamagnétiques ont la propriété d'induire un champ magnétique opposé au champ appliqué, le diamagnétisme peut être expliqué par le phénomène quantique de Landau qui se résume par la modification du mouvement orbital des électrons autour du noyau atomique.

La susceptibilité due au diamagnétisme, pratiquement indépendante du champ et de la température, est faible (10^{-5}) et négative. Le diamagnétisme est intrinsèque à toute matière et souvent masqué dans le cas des matériaux para et ferromagnétiques.

I.2.2 Paramagnétisme

Les matériaux paramagnétiques ne possèdent pas d'aimantation spontanée mais, sous un champ magnétique extérieur, ils acquièrent une aimantation dirigée dans le même sens que ce champ appliqué. Cela peut être expliqué par le fait qu'en l'absence d'un champ magnétique extérieur, les moments magnétiques atomiques d'un matériau paramagnétique sont dans un état désordonné donnant une aimantation macroscopique nul.

Lorsqu'un champ est appliqué les moments s'alignent avec la direction de champ appliqué. La susceptibilité magnétique, en cas de paramagnétisme, est positive, en général assez faible et dépendante de la température ($\chi = c/T$, C est la constante de Curie).

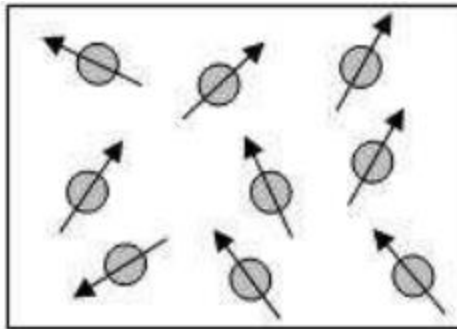


Figure I.2 : Paramagnétisme des atomes libres

I.2.3 Ferromagnétisme

Les matériaux ferromagnétiques ont la propriété de s'aimanter très fortement sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, et de garder, pour certains (aimants, matériaux magnétiques durs), une aimantation importante, même après la disparition du champ extérieur. Cette propriété provient des interactions d'échange positif des spins, qui entraîne l'alignement des moments d'une façon parallèle. La susceptibilité dans ce cas, est forte, positive et dépendante de la température ($\chi=C/(T-T_c)$, C est une constante, T_c est la température de Curie). En effet, au dessus de la température de Curie, l'alignement des moments est perturbé par l'agitation thermique et la substance devient paramagnétique. (Figure I.3).

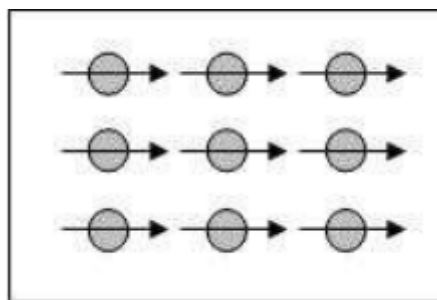


Figure I.3 : Réseau de spins d'un matériau ferromagnétique

On note qu'en-dessous de la température de Curie, les interactions dominent l'agitation thermique, une aimantation spontanée (M_s) apparaît en absence de champ extérieur appliqué. Afin de minimiser l'énergie interne du matériau, il y a formation de domaines de Weiss dans lesquels les moments magnétiques des atomes sont dirigés dans la même direction. Ces domaines sont séparés par des parois, appelées parois de Bloch.

I.2.4 Antiferromagnétisme

Dans le cas de l'antiferromagnétisme, les moments magnétiques des atomes voisins s'organisent d'une façon antiparallèle formant ainsi deux sous réseaux antiparallèles égaux et opposés, ainsi l'aimantation totale est globalement nulle et la susceptibilité est faiblement positive. (Figure I.4). Cet arrangement antiparallèle des moments est dû aux interactions d'échange négatives entre atomes voisins.

La susceptibilité est faiblement positive et dépend de la température. En effet, quand la température devient supérieure à une température dite de Néel, l'agitation thermique domine, et le comportement devient similaire à celui du paramagnétisme.

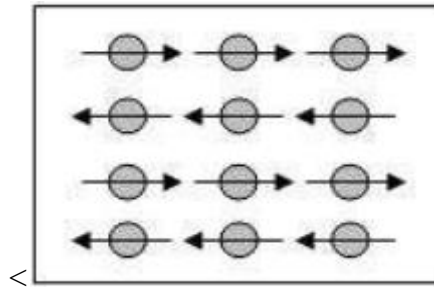


Figure I. 4 : Réseau de spins d'un matériau antiferromagnétique

I.2.5 Ferrimagnétisme

Le ferrimagnétisme est similaire à l'antiferromagnétisme, mais dans ce cas, les deux sous réseaux antiparallèles, sont déséquilibrés, les moments magnétiques sont d'amplitudes différentes (figure 1.5), ce qui donne une aimantation totale non nulle. En-dessous de la température de Curie, l'un des sous-réseaux est prépondérant devant l'autre et le comportement global est très proche du ferromagnétisme (aimantation spontanée en l'absence de champ extérieur appliqué). Au-dessus de la température de Curie, on a également un comportement paramagnétique à cause de l'agitation thermique.

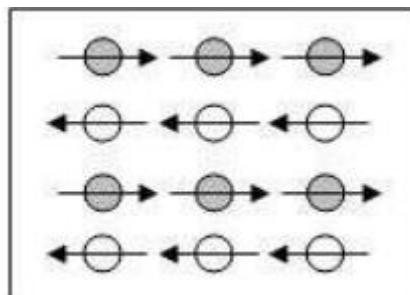


Figure I. 5 : Réseau de spins d'un matériau ferrimagnétique

On rassemble dans le tableau (I.1) ci-dessus, les principales caractéristiques des différents types de matériaux :

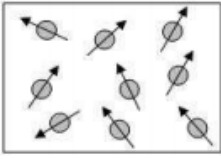
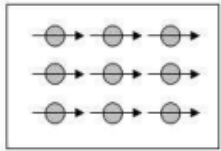
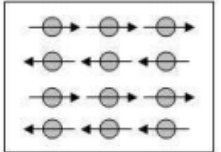
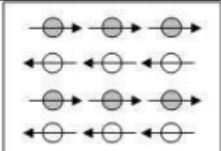
Type	Susceptibilité, χ	χ en fonction de la température	Exemples	Arrangements des spins et des moments
Diamagnétique	$\sim -10^{-6}$	Indépendant	Cu, Ag, Au	
Paramagnétique	$\sim +10^{-3}$	$\chi = C/T$ (loi de Curie) $\chi = C / (T - T_c)$ (loi de Curie-Weiss)	Na, Al	
Ferromagnétique	Très grand et positif	$\chi \rightarrow \infty$	Fe, Co, Ni	
Antiferromagnétique	Petit et positif	$\chi \propto 1/T$	NiO, MnF ₂	
Ferrimagnétique	Grand et positif	$\chi \rightarrow \infty$	Fe ₂ O ₃	

Tableau I.1 : Caractéristiques des différents types de matériaux

I.3 LES FERRITES

Les ferrites sont des oxydes magnétiques dérivant de la magnétite (Fe₂O₃, FeO), substance magnétique la plus anciennement connue, ils sont obtenus par des procédés céramiques, et il reste l'oxyde de fer, leur principal constituant.

C'est à Louis Néel qui revient l'élaboration de la théorie du ferrimagnétisme en 1940 [I.5], et l'a ensuite appliquée aux ferrites avec succès, cette théorie décrit essentiellement les propriétés magnétiques statiques de ces matériaux (aimantation à saturation et température de transition). Par la suite, la résistivité électrique élevée ($\gg 1 \Omega m$) de ces matériaux a permis leur utilisation à haute fréquence.

Les ferrites se subdivisent suivant leur structure cristallographique, en trois classes : les ferrites à structure spinelle, à structure de grenat et à structure hexagonale.

I.3.1 Différents classes de ferrites

I.3.1.1 Les spinelles

Les ferrites à structure spinelle sont couramment utilisés dans le domaine des ondes centimétriques (3-30 GHz). Leur structure cristalline est cubique ressemble à celle du minéral $Mg^{+2}Al_2^{+3}O_4^{-2}$. La composition chimique des spinelles a une formule générale donnée par : $X^{+2}Y_2^{+3}O_4^{-2}$, M étant un cation bivalent (CO^{+2} , Ni^{+2} , Fe^{+2} , Mn^{+2} , Mg^{+2} , Li^{+2} , Zn^{+2}) et Y un cation trivalent (Fe^{+3} , etc.). La résistivité des spinelles peut varier de $10^{-4} \Omega m$ à $10^9 \Omega m$. Leur permittivité diélectrique relative ϵ_r est comprise entre 10 et 15. Les principales applications des spinelles sont les dispositifs à composants inductifs linéaires.

I.3.1.2 Hexa ferrites :

Ils cristallisent dans le système hexagonal. Leur composition chimique est un assemblage d'oxydes « Ba O ». Les hexa ferrites sont habituellement des matériaux magnétiques, ayant une forte anisotropie et un champ coercitif élevé, ce qui les distinguent des spinelles et des grenats, et ils peuvent être utilisés comme aimants permanents, [I.6] [I.7]. En contrepartie ils présentent des pertes assez importantes. Les hexa ferrites ont une forte anisotropie magnéto cristalline ce qui leur permet d'agir à des hautes fréquences et être utilisé dans des composants appropriés aux ondes millimétriques et dans la conception des dispositifs non réciproques.

I.3.1.3 Ferrites Grenats

Les ferrites grenat, ont comme formule chimique générale $M_3^{+3}Fe_5^{+3}O_{12}$, M étant un élément des terres rares. Les ions métalliques qui constituent les grenats sont tous trivalents, ce qui facilite le processus de fabrication et permet d'obtenir des pertes diélectriques faibles. Malgré une aimantation à saturation qui se révèle plus faible que celle des spinelles, l'intérêt principal des grenats est de présenter des pertes magnétiques et diélectriques moins élevées et une bonne tenue thermique.

Le grenat le plus couramment utilisé est le grenat d'yttrium (Y_3Fe_5O), désigné en général par l'abréviation YIG (Yttrium Iron Garnet). Le YIG a une structure cubique centré, il présente une aimantation à saturation ($\mu_0 M_s$) égale à 175 mT à température ambiante [I.8] [I.9]. La température de Curie du YIG est égale à 286°C [I.10]. Sa fréquence de résonance est

comprise entre 2 et 20 GHz, selon le champ extérieur appliqué. Sa forme monocristalline présente la raie d'absorption la plus étroite de tous les ferrites ($\Delta H \gg 0,1\text{Oe}$ à 10 GHz).

Le YIG constitue donc un matériau de choix pour augmenter le facteur de qualité des fonctions de traitement du signal réalisées à partir de dispositifs à ferrite.

I.3.2 Propriétés générales des ferrites

Les caractéristiques générales électriques et magnétiques des ferrites sont les suivantes [I.11] :

- ❖ Une résistivité très élevée (de 10^6 à $10^{10}\Omega\cdot\text{cm}$).
- ❖ Une constante diélectrique relative en hyperfréquence de l'ordre de 11 à 17.
- ❖ Des pertes diélectriques très faibles ($\text{tg } \delta$ de l'ordre de 10^{-3}).
- ❖ Une perméabilité magnétique de quelques dizaines d'unités.
- ❖ Une aimantation naturelle non nulle.

I.3.3 Propriétés des ferrites dans le domaine des micro-ondes

En raison de leur forte résistivité (qui favorise de faibles pertes par courants de Foucault), Les ferrites sont des matériaux de référence pour les dispositifs hyperfréquence, on détaillera les différentes propriétés de ferrites aimantés en domaine hyperfréquences :

I.3.3.1 La résonance gyromagnétique

La résonance gyromagnétique est accompagnée par une forte absorption de l'onde électromagnétique se propageant dans le matériau. Elle est due au mouvement de précession des moments magnétique des spins électroniques autour de la direction du champ magnétique interne H_i . Dans un milieu idéal infini où les spins n'interagissent pas, l'application d'un champ magnétique continu provoque une précession libre et infinie dite (précession de Larmor) caractérisée par une fréquence de rotation :

$$\omega_r = \omega_0 = \gamma\mu_0 H_i \quad (\text{I.8})$$

Avec H_i : le champ interne selon une direction z et γ : le rapport gyromagnétique qui correspond au rapport entre les moments magnétique et cinétique de spin avec

$$\mu_0 \gamma = 2 \pi \times 28\text{GHz/ T.}$$

Dans le cas d'un milieu non idéal, où l'interaction entre les moments de spins n'est pas négligeable, le mouvement de précession est amorti entraînant l'alignement de l'aimantation sur le champ interne.

$$\omega_r = \omega_0 + j\alpha\omega \quad (I.9)$$

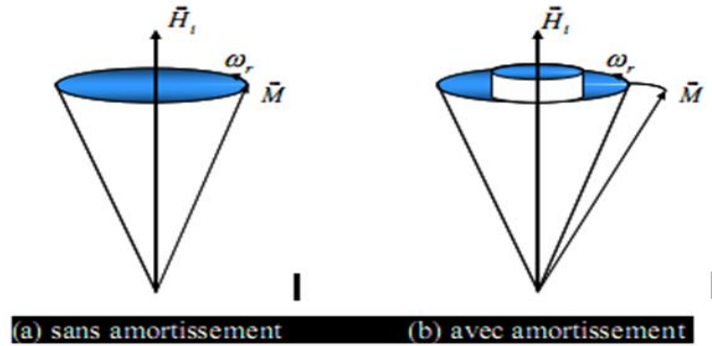


Figure I. 6 : mouvement de précession du moment magnétique

Le phénomène de résonance gyromagnétique se produit, donc, lorsque $\omega = \omega_r$. Dans ce cas l'amplitude du mouvement de précession devient relativement grande, ce qui entraîne des pertes élevées. La fréquence de résonance f_r , pour un milieu magnétique polarisé selon l'axe Oz, est donnée par la formule de Kittel [I.1] :

$$\omega_r = 2\pi f_r = \gamma\mu_0 \sqrt{[H_0(N_z - N_x)M_s][H_0(N_z - N_y)M_s]} \quad (I.10)$$

Où γ est le facteur gyromagnétique.

M_s est l'aimantation à saturation du matériau,

H_0 est la valeur du champ externe appliqué,

N_x, N_y, N_z sont les facteurs démagnétisant dépendants de la forme de l'échantillon (voir tableau (I.2)).

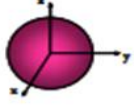

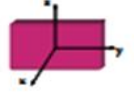
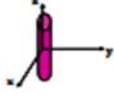
	N_x	N_y	N_z	Forme
Echantillon sphérique	1/3	1/3	1/3	
Plaquette infinie suivant x et y	0	0	1	
Plaquette infinie suivant y et z	1	0	0	
Cylindre infini suivant z	1/2	1/2	0	

Tableau I.2 : Facteurs de forme de quelques géométrie simple

Le champ à l'intérieur d'un matériau magnétique ayant des dimensions finies est différent du champ externe appliqué H_0 est il donné par :

$$H_i = H_0 - \bar{N}M \quad (I.11)$$

N est le tenseur des facteurs démagnétisant.

Le mouvement du vecteur d'aimantation est illustré par l'équation de mouvement dite de Gilbert [I.12] :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\vec{M} \wedge \vec{H}_i + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \wedge \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (I.12)$$

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

Le mouvement du vecteur d'aimantation dans l'expression (Eq. I.12) est donc composé d'un terme propre au mouvement et d'un terme lié à l'amortissement α , qui dépend directement de la largeur à mi-hauteur ΔH_{eff} ou largeur de résonance par la relation :

$$\alpha = \frac{\gamma \Delta H_{eff}}{2f_r} \quad (I.13)$$

f_r est la fréquence de résonance du matériau.

La résolution de l'équation de mouvement (I. 12) du moment permet de calculer le tenseur de perméabilité tensorielle du ferrite polarisé.

I.3.3.2 Phénomène de non-réciprocité

Lorsqu'une onde se propage dans un matériau ferrite, son comportement dépend de l'état d'aimantation de ce matériau magnétique. La non-réciprocité des dispositifs est basée sur plusieurs effets :

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, (cf. paragraphe (I.3.3.1)).

Effet Faraday

Cet effet correspond à la rotation de la polarisation de l'onde ; en effet, quand une onde Transverse Electromagnétique (TEM) se propage dans un milieu ferrite aimanté, suivant la direction de propagation de l'onde, elle 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.

Phénomène de déplacement de champ

La distribution des champs hyperfréquences, transverses à la direction de propagation de l'onde électromagnétique dans le ferrite polarisé est déplacé dans la structure de propagation, provoquant une concentration plus ou moins importante des champs sur un côté du matériau.

I.3.3.3 L'anisotropie magnétique

L'anisotropie magnétique traduit la dépendance de l'énergie magnétique du matériau ferrite vis à vis de la direction de son aimantation par rapport à l'échantillon. Il existe principalement deux sources d'anisotropie magnétique, exprimées par deux types d'énergie introduisant un couplage entre l'aimantation du matériau et ses axes cristallographiques. La première est l'interaction dipolaire entre les moments atomiques qui est fonction de la direction et de la distance des deux spins en interaction. La seconde est l'interaction spin-orbite qui couple le moment de spin à son moment orbital.

L'anisotropie magnéto cristalline

L'aimantation d'un matériau cristallisé s'oriente préférentiellement selon certaines directions cristallographiques car ces axes de facile aimantation sont ceux qui consomment une énergie d'anisotropie minimum. Ce phénomène est appelé anisotropie magnétocristalline.

Dans la cas d'une symétrie cubique, les axes de facile aimantation sont les arêtes c.à.d. les directions [001], [100] et [010] alors que la diagonale [111] est de difficile aimantation. Dans le cas d'une symétrie hexagonale, l'axe facile est l'axe [001] (axe c).

L'énergie magnéto-cristalline est minimale lorsque l'aimantation est orientée suivant l'axe de facile aimantation.

L'anisotropie de forme

Cette anisotropie est liée à l'interaction dipolaire magnétique qui tend à refermer les lignes de flux magnétiques à l'intérieur de la matière, elle s'oppose ainsi à l'établissement d'une aimantation macroscopique. L'énergie associée à cette interaction est directement liée au champ démagnétisant et par suite aux facteurs démagnétisant décrits au tableau (I.2). Elle dépend donc fortement de la forme de l'échantillon.

I.4 Principe d'aimantation du ferrite

La variation de l'aimantation du ferrite d'un état saturé à un état totalement ou partiellement désaimanté n'est pas réversible. Cela peut être expliqué par les phénomènes physiques suivants :

I.4.1 Domaines de Weiss et parois de Bloch

La théorie des domaines magnétiques développée par Pierre Weiss [I.13] [I.14] a pu expliquer le mécanisme responsable de l'aimantation des matériaux ferrimagnétiques.

En effet, la théorie suppose que le matériau ferrimagnétique est divisé en domaines magnétiques appelés domaines de Weiss qui sont spontanément aimantés. Ces domaines sont créés à fin de minimiser l'énergie magnétique du matériau, l'orientation des moments dans chaque domaine est liée aux directions de facile aimantation. L'aimantation spontanée locale varie d'un domaine à un autre rendant le moment magnétique total de l'échantillon nul. Ces domaines sont séparés par des parois appelées parois de Bloch. Ces parois ont une épaisseur beaucoup plus petite que la taille des domaines et représentent les régions dans lesquelles les orientations de spin tournent progressivement, et crée la discontinuité d'orientation magnétique d'un domaine à l'autre (figure I.7).

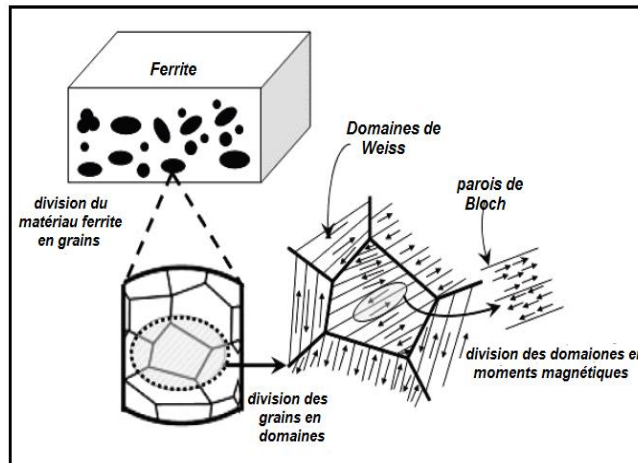


Figure I.7 : Répartition d'un matériau magnétique en domaines de weiss

Sous l'influence d'un champ magnétique externe, les domaines de Weiss croissent et décroissent de manière réversible ou irréversible par déplacement des parois de Bloch si le champ est suffisamment élevé, le matériau atteint l'état de saturation et la magnétisation prend la valeur de la magnétisation à saturation M_s caractéristique du matériau ferrite. La saturation du matériau dans un sens puis en sens inverse permet l'obtention du cycle d'hystérésis.

I.4.2 Courbe d'aimantation (cycle d'hystérésis)

La courbe de première aimantation et le cycle d'hystérésis sont deux propriétés importantes des substances ferrimagnétiques. En effet, la plupart des applications technologiques en dépendent. Par définition, le cycle d'hystérésis (FIG (I.8) d'un matériau magnétique est le tracé de l'induction en fonction du champ H extérieur appliqué (ou M en fonction de H).

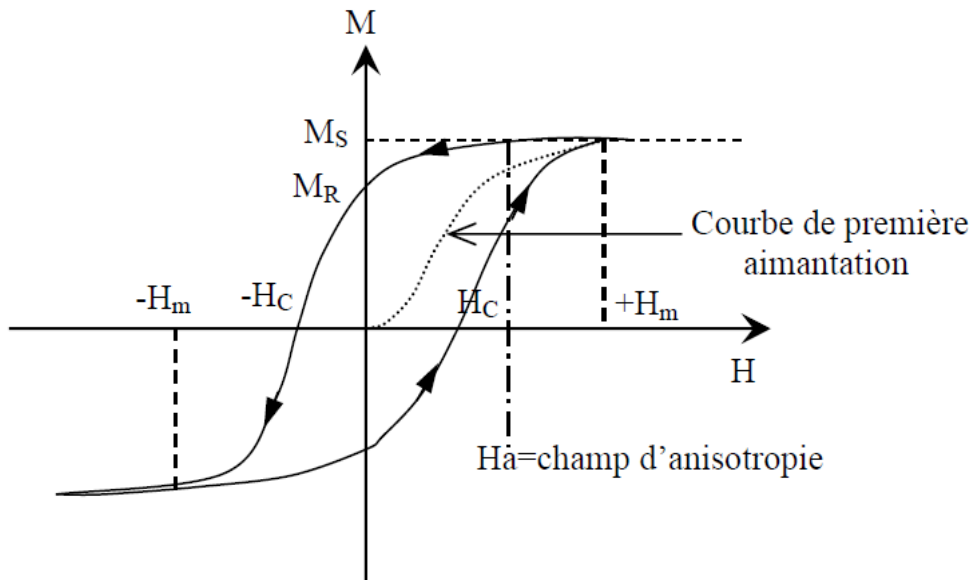


Figure I.8 : cycle d'hystérésis

Une courbe d'hystérésis est caractérisé par :

- Courbe de première aimantation : c'est la courbe obtenu lors de la première aimantation (représenté par des pointillé sur la Fig. (I. 8)). La variation d'aimantation est expliqué par le déplacement réversible (si le champ appliqué est faible) ou irréversible (si le champ appliqué est fort) des parois de Bloch qui conduisent d'un état d'aimantation à un autre.
- L'aimantation à saturation M_S : elle correspond au cas où les moments magnétiques du matériau sont alignés suivant une même direction.
- L'aimantation rémanente M_r : est l'aimantation qui subsiste quand le champ H est ramené à 0.
- Le champ coercitif H_c : est le champ nécessaire pour annuler l'aimantation rémanente. Suivant la valeur du champ coercitif, on définit les matériaux magnétique doux (H_c faible : quelques A/m) et les matériaux magnétiques durs (H_c fort : centaines de KA/m)

I. 5 Modélisation du ferrite

A fin de pouvoir décrire la réponse dynamique du ferrite à une excitation électromagnétique, les ferrites sont modélisés par leur tenseur de perméabilité. Et étant donné que ce dernier dépend de l'état d'aimantation du matériau (état saturé ou état partiellement aimanté) plusieurs modèles ont été développés dans ce contexte.

I.5.1 Tenseur de perméabilité de polder : matériaux saturés :

L'état saturé du ferrite, est obtenu lorsque le champ appliqué au matériau magnétique est suffisamment fort pour vaincre les contraintes internes, la structure en domaines disparaît et les moments magnétiques sont tous alignés. Dans ce cas, la résolution de l'équation du mouvement du moment magnétique (I.12) amène à une perméabilité tensorielle antisymétrique exprimée par le tenseur de Polder [I.15] qui a la forme suivante dans la direction (oz) :

$$\mu = \begin{bmatrix} \mu_r & -j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (I.14)$$

Où

$$\mu_r = \mu' - j\mu'' = 1 + \frac{(\omega_r + j\alpha\omega)\omega_M}{(\omega_r + ju\alpha\omega)^2 - \omega^2} \quad (I.15)$$

$$\kappa = \kappa' - j\kappa'' = \frac{\omega\omega_M}{(\omega_r + ju\alpha\omega)^2 - \omega^2} \quad (I.16)$$

$$\omega_M = \gamma\mu_0 M_s \quad (I.17)$$

$$\omega_r = \gamma\mu_0 H_i \quad (I.18)$$

Les éléments du tenseur de Polder (parties réelles et imaginaires) sont représentés en fonction de la fréquence avec un champ constant sur la Figure (I.9), pour une aimantation à saturation $\mu_0 M_s = 175$ mT, un facteur d'amortissement $\alpha = 0,017$, et un champ appliqué $H_0 = 225$ KA/m, la fréquence de résonance est donc $f = 10$ GHz.

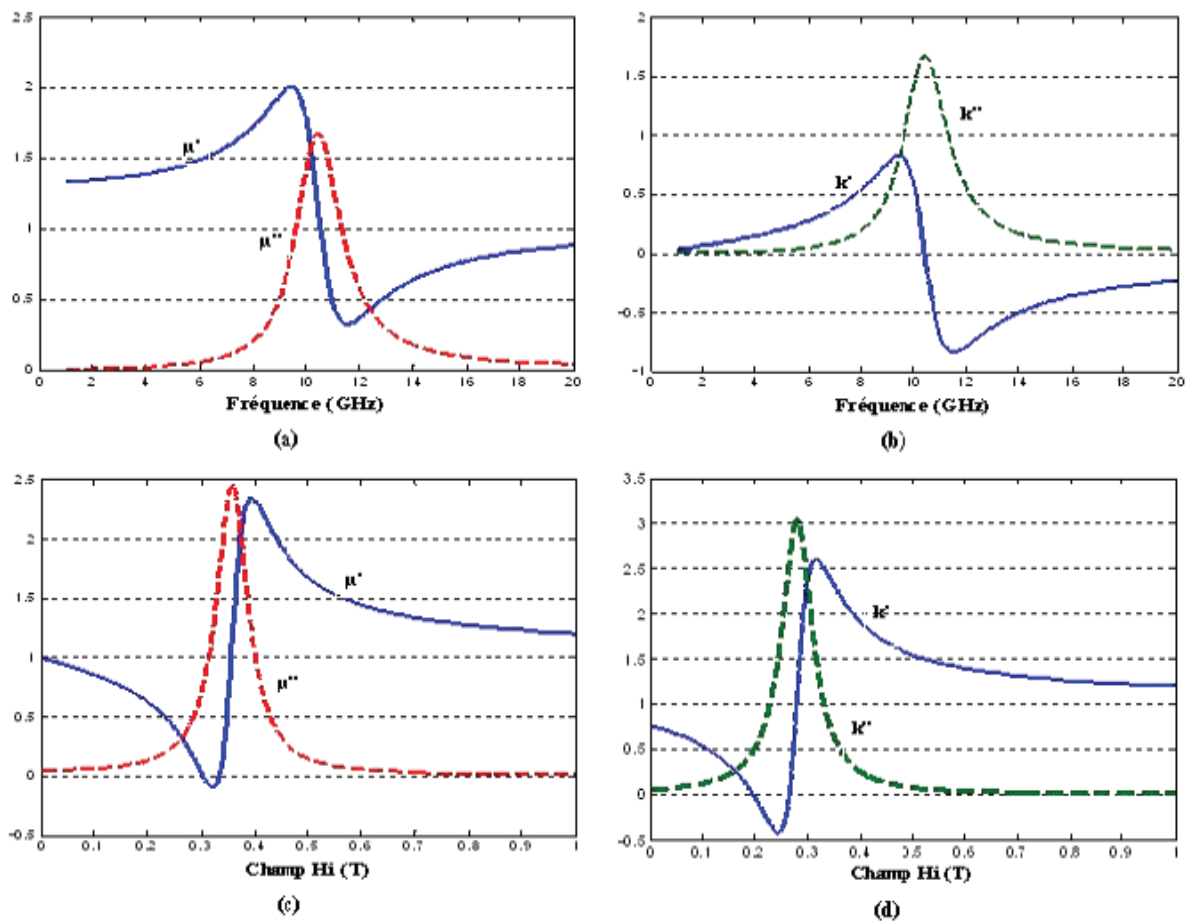


Figure I.9 : Résonance gyromagnétique des éléments de tenseur de Polder

Le comportement dynamique de ferrites saturées est représenté de manière satisfaisante par le tenseur de Polder. Il est en générale le seul disponible dans les logiciels de simulation commerciaux.

1.5.2 Tenseur de perméabilité : matériaux non saturés

L'étude de l'état partiellement aimanté est plus compliqué à cause de la difficulté d'évaluer le champ interne dans chaque domaine et les interactions entre les différents domaines.

Dans ce contexte, plusieurs modèles ont été développés pour modéliser les matériaux magnétiques non saturés. Parmi ces modèles nous allons présenter les plus connus :

- ❖ **Modèle de Rado [I.16]** : ce modèle est basé sur une approche statistique du milieu, une moyenne spatiale des perméabilités associées aux différents domaines du ferrite est calculé. Les interactions entre les domaines ont été négligées car la notion de domaine n'est pas prise en compte. Le modèle donne une bonne approximation des termes extra-

diagonaux κ , mais des valeurs imprécises des termes diagonaux μ . Ce qui rend ce modèle imprécis pour modéliser le comportement dynamique des matériaux non saturés.

- ❖ Modèle de Schlömann [I.17] : c'est un modèle magnétostatique, qui prend compte des interactions entre domaines ayant des aimantations antiparallèles, pour le calcul de la perméabilité tensorielle. Le comportement micro-ondes est caractérisé par une perméabilité effective qui relie la moyenne spatiale du champ magnétique et l'aimantation radiofréquence moyenne. Le modèle de Schlömann n'est pas valable à l'état saturé, pour l'état partiellement aimanté, les calculs sont complexes. A l'état désaimanté, les calculs se simplifient et le modèle montre un bon accord avec les résultats expérimentaux.
- ❖ Le Modèle de Igarashi et Naito [I.18] : ce modèle est une amélioration du modèle de Schlömann. Le milieu est modélisé en domaines à aimantations positives et négatives, sans leur imposer de formes particulières. Le modèle a pu déterminer de manière semi-empirique l'expression des termes du tenseur de perméabilité.
- ❖ Le Modèle de Green & Sandy [I.19] : En se basant sur des cellules de caractérisation expérimentale, Green et Sandy ont mesuré toutes les composantes tensorielles en fonction de l'état d'aimantation du ferrite. Ils ont déduit une forme empirique de tenseur perméabilité, leur calcul est compatible avec la formule de Schlömann à l'état désaimanté, et la valeur de κ est conforme à celle proposée par le modèle de Rado, mais le modèle ne converge pas au modèle de Polder dans le cas où le matériau est saturé.
- ❖ Modèle de Gelin ou GPT (Generalized Permeability Tensor) [I.20]: ce modèle a été développé pour pouvoir décrire de façon réaliste le comportement dynamique des matériaux polycristallins partiellement aimantés. Ce modèle prend en compte les interactions entre les domaines magnétiques voisins (par introduction d'un terme supplémentaire dans l'équation du mouvement (I.12) à fin de prendre en compte ces interactions), la dispersion de leurs orientations et de leurs formes géométriques. Le tenseur de perméabilité calculé par ce modèle permet une description plus rigoureuse des interactions entre les moments magnétiques et le signal hyperfréquence dans les matériaux polycristallins.

I.6 Dispositifs hyperfréquences à ferrites

Il existe une multitude de composants passifs hyperfréquences à base de ferrite destinés au domaine de la télécommunication tels que : les circulateurs, les isolateurs, les déphaseurs, les commutateurs, les antennes miniaturisées, les filtres ect..., notre prétention n'est pas de les décrire ici, une revue plus générale peut être trouvée dans la référence [I.21]. Les principaux dispositifs à base de ferrite utilisent 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, de plus en plus fréquemment sous forme de couche mince ou épaisse [I.22]. Le fonctionnement de ces dispositifs repose sur l'un, voire plusieurs, des propriétés des ferrites dans le domaine des hyperfréquences, décrites ci-dessus, tels que : la rotation de Faraday, le phénomène de résonance gyromagnétique, le déplacement de champ, l'existence de modes magnétostatiques,...etc. Les principaux dispositifs à base de ferrite sont illustrés par la figure (I. 10)

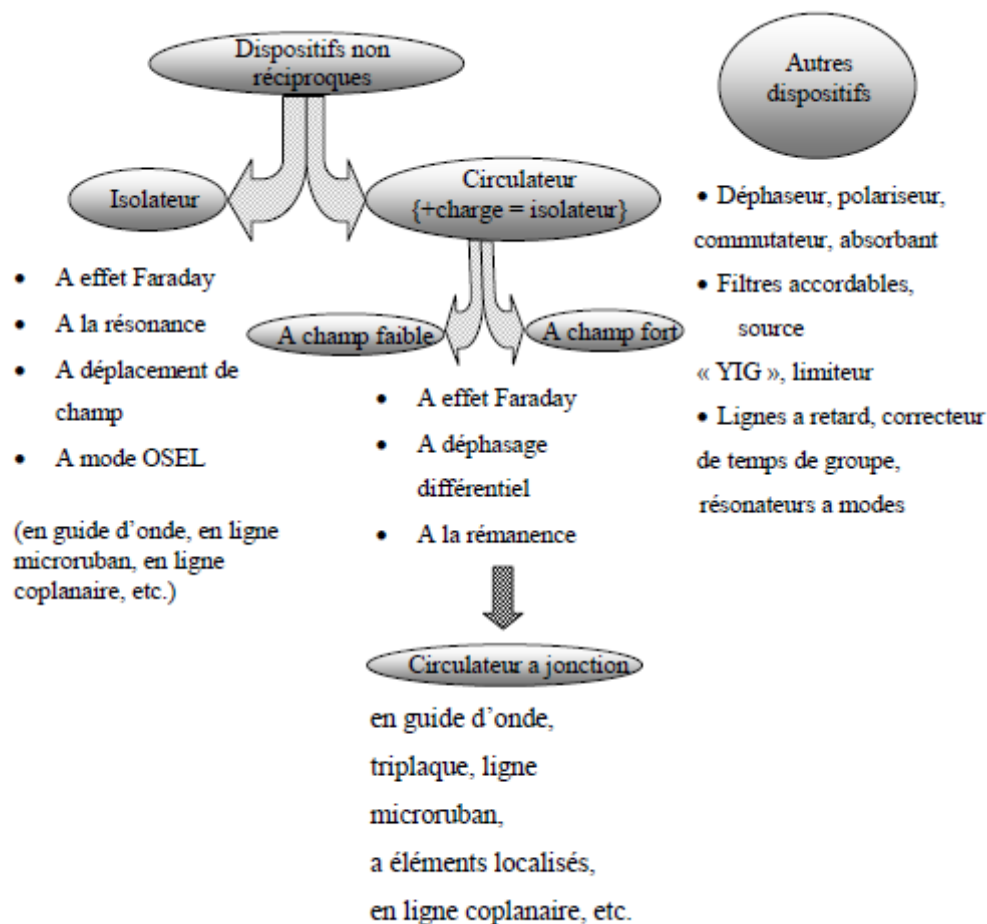


Figure I.10 : Principaux dispositifs hyperfréquences ferrites.

I.7 Conclusion

Nous avons donné quelques notions de bases sur les matériaux magnétiques, les différentes classes de matériaux et nous avons mis l'accent sur les ferrites dans le contexte de notre travail. Nous avons également présenté les différents phénomènes qui régissent les ferrites dans le domaine des micro-ondes pour pouvoir comprendre leur comportement.

Références

- [I.1] C. Kittel, "*Introduction à la physique de solide*", Ed. Dunod, Paris, 1972.
- [I.2] E. De Lacheisserie, "*Magnétisme II : matériaux et applications*", EDP science, 2000.
- [I.3] M. Cyrot et al., "*Magnétisme, I-Fondements*", Ed. Presses Universitaires de Grenoble, 1999, France.
- [I.4] A. Layadi, "*L'électromagnétisme*", Ed. OPU Algérie, 2000.
- [I.5] R. Lebourgeois, "*Ferrites faibles pertes pour applications fréquentielles*", techniques de l'ingénieur, 1966.
- [I.6] J. Nicolas, "*Ferromagnetic materials*", North-Holland, Amsterdam, 1980.
- [I.7] M. Vérité, "*Etude de dépôts de ferrite pour dispositifs intégrés micro-ondes non Réciproques*", Thèse de doctorat, Université limoges, 2002.
- [I.8] R. Pauthenet, *Ann. Chim. Phys*, Vol.3, p. 424, 1958.
- [I.9] H. K. Song, J.H. Oh, J.C. Lee and S.C. Choi, "*Magnetic properties and microstructure of YIG thick films prepared by screen printing*" *Phys. Stat. Sol.*, vol. 189, No. 3, pp. 829-832, 2002.
- [I.10] E. Schlömann, *IEEE Spec. Pub. Proc. Conf. Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 91, pp. 600, 1956.
- [I.11] P. Gelin, "*propagation des ondes radioélectriques dans les ferrites polycristallins*", technique de l'ingénieur, vol. E1161, 2013.
- [I.12] David. M. POZAR, "*Microwave engineering*", second edition, by John Wiley & Sons, 1998.
- [I.13] P. Weiss, "*La variation du ferromagnétisme avec la température*", *Comptes Rendus des Séances de l'Académie des Sciences*, vol. 143, pp. 1136-1139, 1906.
- [I.14] P. Weiss, "*L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique*", *Journal de Physique*, vol. 6, p 661, 1907.

- [I.15] D. Polder, “*On the theory of ferromagnetic resonance*”. Philos. Mag., Vol. 40, pp. 99–115, 1949.
- [I.16] G.T. Rado, “*Theory of the microwave permeability tensor and Faraday effect in non saturated ferromagnetic materials*”, Phys Review, vol. 89, p 529, 1953
- [I.17] E. Schloemann, “*Microwave behaviour of partially magnetized ferrites*”, Journal of Applied Physics, vol. 41, N° 1, pp 204-214, January 1970.
- [I.18] M. Igarashi, and Y. Naito, “*Properties of a Four-Port Nonreciprocal Circuit Utilizing YIG on Stripline – Filter and Cicrulator*”, IEEE Trans. Microwave Theory Tech, vol. 20,no. 12, pp. 828-833, Dec. 1972.
- [I.19] J.J. Green et F. Sandy, “*Microwave Characterization of Partially Magnetized Ferrites*”, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-22, Jun. 1974, p. 641-645.
- [I.20] P. Gelin, K.B. Pichvant, “*New consistent model for ferrite permeability tensor with arbitrary magnetization state*”, IEEE Transactions of Microwave Theory and Techniques, vol. 45, N° 8, pp 1185-1192, August 1997.
- [I.21] M. Pardavi-Orvath, “*Microwave applications of soft ferrites*”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 215-216, pp. 171-183, 2000.
- [I.22] S. Mallegol, “*Caractérisation et application de matériaux composites nanostructures a la réalisation de dispositifs hyperfréquences non réciproques*” Thèse de doctorat STIC, 2003.

Chapitre II

Anneau Résonateur Microbande

CHAPITRE II

ANNEAU RESONATEUR MICRORUBAN

Introduction	27
II.1 Les lignes de transmission	27
II. 1. 1 ligne coaxiale	27
II. 1. 2 Les Guides d'ondes	28
I.1.3 Lignes à fentes.....	29
II .2. 4. Ligne coplanaire.....	29
II.1.5. Ligne microruban.....	30
II. 2 Anneau résonateur microruban.....	31
II. 2. 1 Historique.....	31
II. 2.2 Caractéristiques.....	31
II. 2. 3 Différentes structures en anneaux	32
II. 2.4 Différentes applications de l'anneau résonateur	32
II. 2. 4. 1 Coupleurs	33
II. 2. 4. 2 Antennes.....	33
II. 2. 4. 3 Mesures	33
II. 3 Analyse théorique du MSRR.....	34
II. 3. 1 Modèle de mur magnétique (wall model).....	34
II. 3. 2 Modèle de mur magnétique amélioré	36
II. 4 Autres méthodes d'analyse du MSRR.....	36
II. 5 Conclusion	37
Références	

Introduction

Depuis sa découverte l'anneau résonateur microruban (en anglais : microstrip ring resonator qu'on abrège par MSRR)) a trouvé beaucoup d'applications dans le domaine des micro-ondes tels que les filtres, coupleurs et antennes [II.1], puisqu'il s'est montré comme un outil très efficace pour la caractérisation électromagnétique des substrats diélectriques, et en particulier la permittivité électrique (ϵ) et les pertes en ligne ($\text{tg}(\delta)$) [II.2].

Ce chapitre est une présentation détaillée du MSRR avec un aperçu sur certaines de ses applications où on détaillera son utilisation en tant qu'outil de caractérisation, axe de notre travail. On achèvera le chapitre par la modélisation du MSRR où on détaillera la méthode de "mur magnétique". Et étant donné que le MSRR n'est en fait qu'une simple ligne de transmission, on commencera par donner un aperçu sur les lignes de transmission et leurs propriétés.

II.1 Les lignes de transmission

Une ligne de transmission est un ensemble de deux ou plusieurs conducteurs acheminant de l'énergie ou de l'information sous forme de signal électrique, d'une source (ou émetteur) vers une charge (ou récepteur). Une ligne de transmission est caractérisée par son impédance caractéristique, sa constante d'affaiblissement (qui précise les pertes dans la ligne), et la vitesse de propagation des signaux, qui dépend du diélectrique utilisé pour fabriquer la ligne.

Les lignes de transmission les plus courantes sont les câbles coaxiaux, les lignes bifilaires et les paires torsadées. Sur les circuits imprimés et les circuits intégrés, on trouve couramment des lignes de transmission planaires telles que les lignes microrubans, les lignes coplanaires, les lignes à fente ...etc.

II. 1. 1 ligne coaxiale

Une ligne coaxiale est constituée de deux conducteurs cylindriques de même axe, le conducteur central est en général maintenu par un diélectrique plein. La ligne coaxiale est utilisée en haute fréquence dans les liaisons diverses entre dispositifs hyperfréquences.

Le mode de propagation dans la ligne coaxiale est TEM si ses dimensions transversales sont faibles devant la longueur d'onde de signal, sinon on peut voir apparaître des modes TE et TM [II.3].

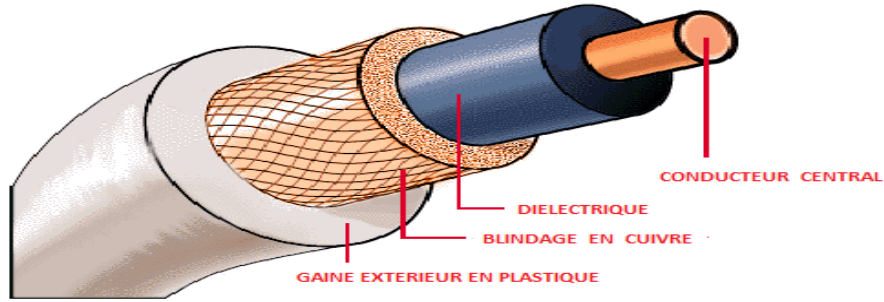
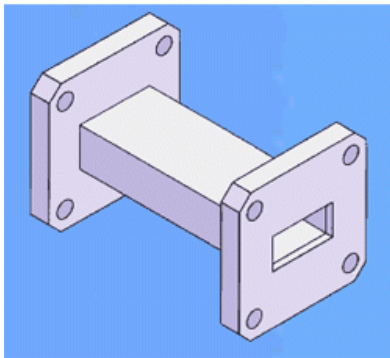


Figure II.1 : ligne coaxial

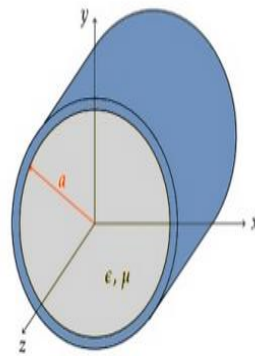
II. 1. 2 Les Guides d'ondes

Les guides d'ondes forment une classe un peu spéciale de support de transmission : ils sont constitués d'un seul conducteur ; ils sont essentiellement des lignes coaxiales sans conducteur central. Ils sont faits d'un conduit conducteur creux de forme rectangulaire, circulaire ou elliptique. Les guides d'ondes ont l'avantage de réduire les pertes de transmission par rapport aux lignes coaxiales, ils peuvent transporter des signaux hyperfréquences avec des puissances très élevées.

Il existe une relation entre le domaine de fréquences employée et les dimensions du guide. En effet, l'application des équations de Maxwell associées aux conditions aux limites (Le champ électrique est nul dans les zones conductrices) permet d'isoler plusieurs configurations de champs appelées modes de propagation [II.3].



(a) guide d'onde rectangulaire



(b) guide d'onde circulaire

Figure II. 2 : guide d'onde

I.1.3 Lignes à fentes

La ligne à fente ou ligne à encoche, est une structure planaire constituée d'un substrat diélectrique métallisé sur un côté seulement. La métallisation comporte une rainure de séparation étroite et gravée qui constitue la ligne (figure 3). La propagation du champ est complètement non-TEM et le mode fondamental est quasi-TE et non quasi-TEM.

Cette ligne est facile à mettre en œuvre, cependant, elle présente des pertes par rayonnement importantes; et de ce fait, elle est utilisée plus souvent comme source de rayonnement que comme ligne de transmission. Les études théoriques menées sur ces lignes n'ont pas donné de modèle très satisfaisant, ce qui est un handicap sérieux pour leur utilisation.

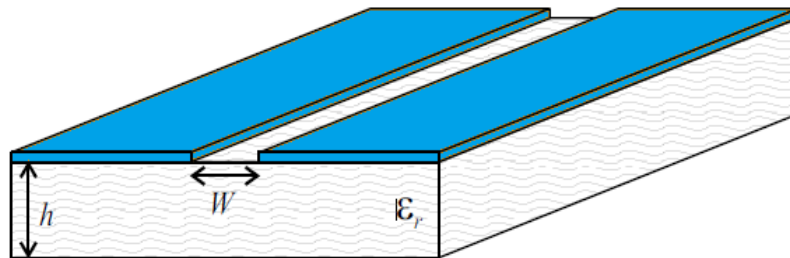


Figure II. 3 : ligne à fente

II .2. 4 Ligne coplanaire

Une ligne coplanaire notée CPW (Coplanar Waveguide), est constituée de bandes conductrices situées sur le même plan au dessus du substrat diélectrique. Le conducteur central transporte le signal. Les deux rubans latéraux servent de plans de masse et sont séparés du signal par des fentes (figure 4). Ces lignes peuvent être utilisées en mode quasi-TEM mais en haute fréquence, cette structure devient non-TEM avec l'apparition d'une composante longitudinale importante du champ électromagnétique.

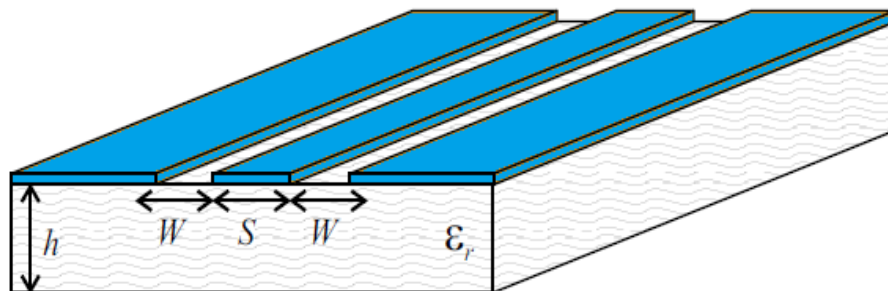


Figure (II. 4) : Ligne coplanaire

II.1.5 Ligne microruban

La ligne microruban (*microstrip*) est le type de guide d'onde le plus utilisé pour les circuits intégrés micro ondes(MIC), et pour les circuits intégrés hyperfréquences monolithiques (MMIC)[II.4]

La ligne microruban est constituée d'un ruban conducteur de largeur W placé sur une face d'un matériau diélectrique et d'un plan de masse sur l'autre face de substrat.

Parce que les lignes de champ entre les deux couches conductrices ne passent pas uniquement dans le diélectrique mais aussi dans l'air, le mode de propagation n'est pas uniquement TEM mais quasi-TEM (composante longitudinale non nulle). Afin de simplifier l'étude de cette structure, la notion de ligne effective a été introduite. Elle consiste à rechercher une modélisation équivalente par une ligne diélectrique homogène illimitée dont la permittivité (effective) est liée aux différents milieux composant la ligne. Des expressions approchées assez précises pour le calcul de l'impédance caractéristique et pour la permittivité effective ont été publiées [II.5].

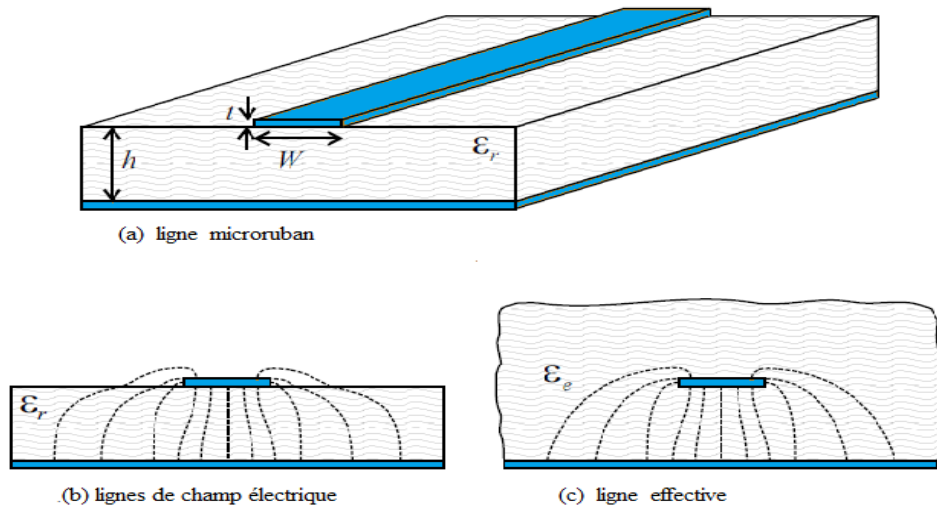


Figure II. 5 : ligne microruban

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

La ligne microruban a beaucoup d'avantages, qui comprennent le faible coût, un faible encombrement c.à.d. pas d'usinage critique, aucune fréquence de coupure, la facilité d'intégration de dispositif actif, et la facilité de la photolithographie, pour la production de circuits. elle présente une bonne reproductibilité, et la facilité de production en masse.

En contrepartie, les lignes microruban présentent des pertes importantes du fait d'une absence de blindage. Ce rayonnement parasite apparaissait à l'origine comme un défaut (pertes et risques de couplage), il a ensuite été utilisé pour réaliser les premières antennes microruban [II.6].

II. 2 Anneau résonateur microruban

II. 2. 1 Historique

Le premier anneau en microruban a été proposé par P. Troughton en 1969 afin de mesurer les coefficients de propagation et la dispersion des lignes microruban [II.7]. Au cours des 10 premières années, les utilisations des anneaux se résument aux mesures des caractéristiques des lignes micro-ruban et de leurs discontinuités. Des études plus approfondies ont été développées pour pouvoir prédire le comportement des anneaux.

Dans les années 80, l'anneau a trouvé de nouvelles applications, telles que les antennes, filtres, oscillateurs, mélangeurs et coupleurs en anneaux. L'utilisation des circuits en anneau avec les guides d'ondes et les lignes à fente (slotline) ont montré d'excellentes performances et des propriétés exceptionnelles [II.8]. L'intégration de l'anneau en microruban avec divers dispositifs à semi-conducteurs a permis de dévoiler d'autres applications de l'anneau telles que la commutation, l'amplification, l'oscillation, et des fonctions optoélectroniques [II.8].

II. 2.2 Caractéristiques

L'anneau résonateur microruban est un circuit simple, facile à fabriquer. Il est constitué d'un anneau et d'une ligne microruban considérée comme lignes d'alimentation (feedlines), séparés tous les deux par une distance dite gap de couplage qui assure un couplage capacitif entre l'anneau et la ligne microruban.

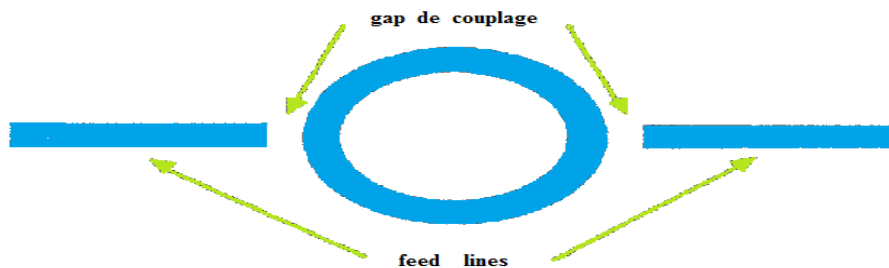


Figure II. 6 : Anneau résonateur microruban (MSRR).

La structure de l'anneau résonne lorsque la longueur d'onde est multiple de sa circonférence [II.7]. Si le gap est grand, le couplage entre l'anneau et la ligne microruban est faible on parle d'un couplage lâche, dans ce cas les fréquences de l'anneau ne changent pas. Dans le cas contraire, petit gap et couplage étroit, les fréquences de l'anneau sont affectées.

À partir de la structure simple de l'anneau, il est possible de réaliser des circuits plus compliqués (figure 6), soit par l'ajout ou le découpage d'une entaille ou par mettre plusieurs anneaux en cascade ou par l'insertion d'un ou de plusieurs circuits actifs ...etc.

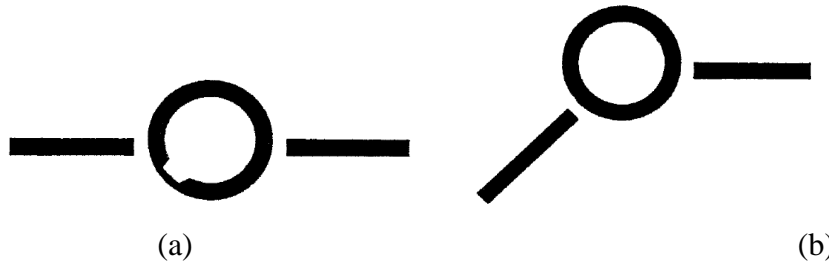


Figure II.7 : Différents dispositions du MSRR (a) ring à encoche (b) MSRR antisymétrique

Les variations et les applications des structures en anneaux sont très nombreuses, ce qui fait penser que les variétés de circuits en anneau ainsi que leurs applications n'ont pas été encore toutes explorées [II.8].

II. 2. 3 Différentes structures en anneaux

Les structures les plus communes en anneaux sont en microruban. Cependant, il est possible d'utiliser d'autres types de lignes de transmissions, telles que les guides d'ondes rectangulaires, les guides d'ondes coplanaires, et les lignes à fente. Le choix de la ligne de transmission dépend de l'application et de la gamme de fréquence exploitée, dans notre cas (caractérisation) on utilise une ligne microruban.

Afin d'ajouter plus de flexibilité dans la conception des structures en anneaux, il est possible d'utiliser des lignes coplanaires afin de faciliter l'intégration des composantes passives et actives [II.9].

II. 2.4 Différentes applications de l'anneau résonateur

L'utilisation des structures en anneau dans les systèmes de télécommunications devient de plus en plus répandue. Par exemple, les anneaux peuvent servir à la réalisation de mélangeurs [II.10] et d'oscillateurs [II.11]. Cependant, les anneaux sont plus souvent utilisés pour réaliser des filtres, coupleurs, antennes et pour faire des mesures.

II. 2.4. 1 Coupleurs

Les coupleurs sont des composants indispensables dans divers applications des micro-ondes intégrées (MIC) tels que mélangeurs, discriminateurs de fréquences, etc. L'anneau résonateur a été utilisé comme coupleur et les coupleurs en anneaux les plus utilisés sont les coupleurs en anneau hybride 180° et les coupleurs "branchline" [II.12]. La conception de tels coupleurs est bien décrite dans la littérature [II.13]. L'analyse de ces coupleurs utilise le mode pair et impair afin de trouver les longueurs et les impédances des lignes utilisées. Ces coupleurs ont une largeur de bande étroite.

II. 2. 4.2 Antennes

Les résonateurs en anneau peuvent être utilisés comme antennes à condition d'augmenter la largeur de la ligne qui forme l'anneau. Comme dans le cas d'une antenne patch l'alimentation se fait par une ligne coaxiale. Chew[II.14]a démontré que les modes TM_{lm} , ($m=2,4,6, \dots$) sont les meilleurs modes de radiation. De plus Bhattacharyya[II.15]a développé des équations qui calculent l'impédance d'entrée des antennes en anneau en tenant compte de l'effet de ligne d'alimentation coaxiale. De plus, Das [II.16] a développé les expressions qui permettent de calculer le champ lointain.

II. 2. 4. 3 Mesures

L'anneau en microstrip a démontré son efficacité dans la caractérisation électromagnétique des diélectriques telles que la permittivité électriques et les pertes en ligne[II.12]. En effet l'anneau relié à une ligne microruban par un gap capacitif, présente des pics de résonance périodiques qui peuvent être exploités dans la détermination des propriétés micro ondes des diélectriques. Les fréquences de résonance d'un anneau peuvent être calculées de deux façons. La première utilise les méthodes numériques qui calculent la distribution des champs des différents modes. Ces méthodes donnent de très bons résultats. Cependant, elles requièrent un temps de calcul long et beaucoup de ressources informatiques. La deuxième méthode utilise des modèles électriques qu'on détaillera dans les paragraphes suivants.

II. 3 Analyse théorique du MSRR

L'anneau a été considéré au début, comme une ligne de transmission fermée sur elle-même, qui résonne quand la circonférence de l'anneau est égale à un multiple de la longueur d'onde guidée, ce qui se traduit par la relation suivante :

$$2\pi r = n\lambda_g \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{II. 1})$$

où r est le rayon moyen de l'anneau qui est égal à la moyenne du rayon interne et externe, λ_g , est la longueur d'onde guidée et « n » est le numéro du mode.

Toutefois, cette approximation ne tient pas compte de l'effet de courbure de l'anneau. Ce qui a amené à d'autres modèles dont le modèle de mur magnétique

II. 3. 1 Modèle de mur magnétique (wall model)

Dans ce modèle, l'anneau est modélisé par une cavité résonante, avec des murs électriques en haut et en bas et des murs magnétiques sur les côtés [II.8].

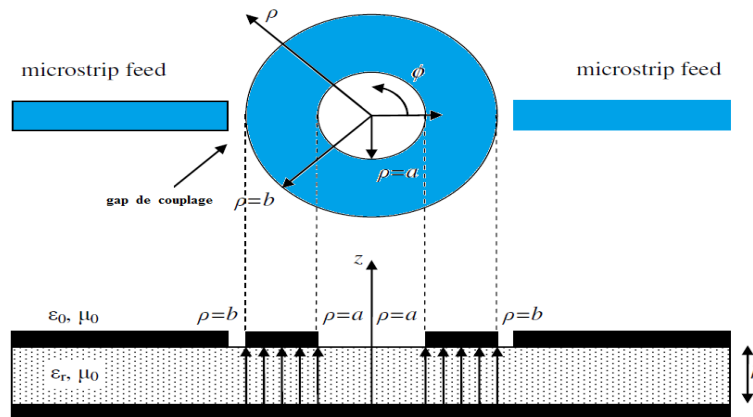


Figure II. 8 : modèle de mur magnétique du MSRR

Les conducteurs sont supposés parfaits et les lignes de champs frangeants sont négligées de sorte que les champs sont supposés confinés dans le diélectrique entre les surfaces conductrices (masse et MSRR). En supposant que ces champs ne dépendent pas de z , la solution des équations de MAXWELL dans les coordonnées cylindriques est donnée par les équations :

$$\begin{cases} E_z = [AJ_n(kr) + BN_m(kr)] \cos(n\phi) \\ H_r = \frac{n}{j\omega\mu r} [AJ_n(kr) + BN_m(kr)] \sin(n\phi) \\ H_\phi = \frac{k}{j\omega\mu} [AJ'_n(kr) + BN'_m(kr)] \cos(n\phi) \end{cases} \quad (\text{II. 2})$$

Où A et B sont des constantes, k est la constante de propagation, ω est la fréquence angulaire: J_n est la fonction de Bessel du premier type d'ordre n, N_n est la fonction de Bessel du deuxième type d'ordre n. J'_n et N'_n sont les dérivées respectives de J_n et N_n par rapport à (kr) les conditions aux limites sont :

$$\begin{cases} H_\phi = 0 & \text{à } r = r_0 \\ H_\phi = 0 & \text{à } r = r_i \end{cases} \quad (\text{II. 3})$$

Où r_0 et r_i sont respectivement le rayon intérieur et extérieur de l'anneau.

En appliquant (II. 3) à (II. 2), nous obtenons l'équation suivante (II. 4) dite équation aux valeurs propres.

$$J'(kr_0)N'(kr_i) - J'(kr_i)N'(kr_0) = 0 \quad (\text{II. 4})$$

$$\text{où} \quad k = \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0} \cdot \quad (\text{II. 5})$$

La résolution de l'équation (II. 4), permet de trouver les fréquences de résonance des différents modes.

$$f_{nm} = \frac{nc}{2\pi r \sqrt{\epsilon_r}} \quad (\text{II. 6})$$

Wu et Rosenbaum[II.17] ont observé que lorsque l'anneau n'est pas étroit ($w/r > 0.2$) où w est l'épaisseur de l'anneau et r le rayon moyen de l'anneau, les fréquences prédites par l'anneau sont moins précises, pour éviter ceci ils proposent un critère de conception ($w/r < 0.2$).

On a remarqué que pour les substrats de faible permittivité, les champs « marginaux » deviennent importants et la relation (II. 6) n'est plus précise. Des corrections semblent indispensables au modèle du mur.

II. 3.2 Modèle de mur magnétique amélioré

La méthode de mur magnétique n'est pas très rigoureuse, car elle ne tient pas compte des champs de bords (figure (II. 7)). D'autres modèles ont été développés [II.18] à fin de palier cet inconvénient. Parmi ces modèles, on cite le modèle « planar wave guide » [II.19] qui consiste à remplacer la ligne microruban de largeur w par un guide d'onde de largeur w_{eff} , la permittivité de diélectrique est remplacée par une permittivité effective ϵ_{eff} et l'impédance de la ligne reste inchangée.

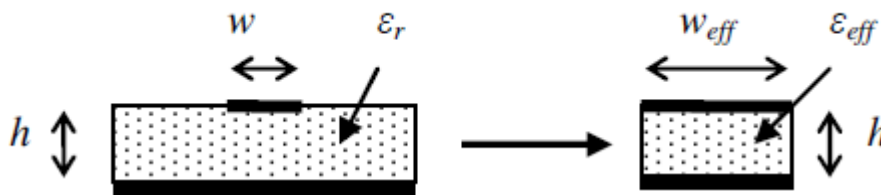


Figure II. 9 : modèle de guide d'onde planaire d'une ligne microruban

La relation (II. 6) redevient :

$$f_{nm} = \frac{nc}{2\pi r \sqrt{\epsilon_{eff}}} \quad (II. 7)$$

La valeur de ϵ_{eff} est calculée par les relations de Hamerstead. Les résultats obtenus avec cette nouvelle méthode de calcul sont proches des résultats expérimentaux.

II. 4 Autres méthodes d'analyse du MSRR

D'autres modèles ont été développés dans le but d'étudier le MSRR, dont la méthode vibrationnelle développée par Pintzos et Preglaen 1978 basée sur le principe stationnaire, et qui donne des résultats un peu plus précis que le modèle de mur magnétique mais qui nécessite des moyens de calcul très puissants, chose qui la rend moins utilisée [II.20].

Un autre modèle dit modèle de ligne de transmission a été développé par Hsieh and Chang en vue d'analyser le MSRR, est qui modélise le MSRR par une partie d'une ligne de transmission microruban, connectée à une boucle et qui suggère que le MSRR en résonance peut être modélisé par un circuit RLC. Ils ont pu trouver les relations de R, L et C en fonction

des caractéristiques de l'anneau. La méthode a l'inconvénient de ne pas pouvoir prendre l'effet de courbure de l'anneau en considération [II.21].

II. 5 Conclusion

A l'aide du modèle du mur magnétique amélioré, il est possible de calculer la fréquence de résonance de l'anneau microruban, ce qui permet de déduire la permittivité électrique du diélectrique (ϵ_{eff}). Beaucoup d'études ont confirmé les résultats obtenus par MSRR ce qui fait de lui un outil très puissant dans la caractérisation électromagnétique des diélectriques.

Rferences

- [II. 1] Chang, K, "*Microwave ring circuits and antennas*", Ed (John Wiley & Son), 1996.
- [II. 2] K. K. Samanta, D. Stephens, I. D. Robertson, "*Ultrawideband Characterisation of Photoimageable Thick Film Materials for Microwave and Millimeter-Wave Design*" Microwave Symposium Digest, 2005 IEEE MTT-S International, 12-17, June 2005.
- [II. 3] D. Grenier, "Electromagnétisme et transmission des ondes", sur le site < http://w3.gel.ulaval.ca/~dgrenier/em_notes-e.pdf >, (fichier pdf, 249 p), 2012.
- [II. 4] S. Aziz, "*étude et réalisation d'une transmission micro-onde guide d'ondes -lignes micro- ruban à 20 GHz*", mémoire de l'école polytechnique de Montréal, 2000.
- [II.5] E. Hammerstad, O. Jensen, "*Accurate models for microstrip computer-aided design*", Microwave Symposium Digest, pp. 407- 409, IEEE MTT-S International 1980.
- [II. 6] J. Foshi, "*Etudes d'antennes microrubans*", EUE, 2012.
- [II. 7] P. Troughton, "*Measurement Techniques in Microstrip*" Electronics Letters, vol. 5, no. 2, pp. 25-26, January 1969.
- [II. 8] K. Chang, L. Hseih, "*Microwave Ring Circuits and Related Structures*", Wiley, 2004.
- [II. 9] K. CHANG "a new Type of Waveguide Ring Cavity for Resonator and Filter applications 41-51, 1994.
- [II. 10] K. CHANG, "*Microwave Solid-Stat Circuits and Applications*", Wiley, 1994.
- [II. 11] GARDNER, P. PAUL, "*Microwave Voltage Tuned Microstrip Ring Resonator oscillator*", Electron. lett., vol. 30, pp 1770-1771, 1994 octobre.
- [II. 12] WOLFF, "Microstrip Ring Resonator and Dispersion Measurement on Microstrip Lines", Electronic letter, vol. 1, pp 779-781, 1971 Décembre.
- [II. 13] R. LEVY, et L. LIND, "*Synthesis of Symmetrical Branch-Guided Directional Couplers*", IEEE Trans, vol. 16, pp.80-89, 1968 Février.
- [II. 14] W. Chew, "*A Broad-Band -annular-Ring Microstrip Antenna*", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 30, pp. 918-922, 1982.
- [II. 15] B. Ckaryya, "*Input Impedance of Annular Ring Microstrip antenna Using Circuit Theory Approach*", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 33, pp. 369-374. 1983 Avril
- [II. 16] S.P. Mathur, "*Radiation Characteristics of Higher-Order Modes in of Microstrip Ring Antenna*", IEE Proceedings-H, vol.131, 102-106, 1984 Avril.
- [II. 17] YS Wu and FJ Rosenbaum, "*Mode Chart for Microstrip Ring Resonators*". IEEE Trans, Vol. 16, pp. 487-489, 1990.

[II. 18] R. P. OWENS, "*Curvature Effect in Microstrip Ring Resonators*"*Electron.Lett.*, 12, 356-357, 1976 Juillet.

[II. 19] G. Kompa, R. Mehran, "*Planar Waveguide model for calculating microstrip components*", *Electronics Letters*, vol 11, no 19, pp 459-460, September 1975[20] [II. 20] S.

G. Pintzos and R. Pregla, "*A simple method for computing the resonant frequencies of microstrip ring resonators*", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.26, pp. 809–813, October 1978.

[II. 21] L. Hsieh, and K. Chang, "*Equivalent lumped elements G , L , C , and unloaded Q 's of closed- and open-loop ring resonators*", *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, Vol. 50, pp. 454–460, 2002.

Chapitre III

Caractérisation Electromagnétique des Matériaux

CHAPITRE III

Caractérisation électromagnétique des matériaux

Introduction	43
III. 1. Définition de caractérisation électromagnétique	43
III.2. Méthodes de caractérisation électromagnétiques	43
III. 2.1. Caractérisation en espace libre	44
III.2.2. méthodes de mesure par cavité résonnante.....	45
III.2.3. méthodes de mesure par lignes propagatives	46
III.2.3.1. mesure par ligne coaxiale.....	46
III.2.3.2. mesure par guide d'onde	47
III.2.3.3. mesure par ligne de transmission	48
Références	50

Introduction

Pour des applications dans le domaine des télécommunications, La connaissance précise des propriétés électromagnétiques des matériaux est d'une extrême importance, d'une part parce qu'elles font partie de l'ensemble de connaissances des propriétés spécifiques de la matière, d'autre part parce qu'elles doivent être maîtrisées dans la perspective d'application. Donc afin d'utiliser au mieux ces matériaux, il est indispensable de pouvoir déterminer expérimentalement leurs propriétés : c'est ce qu'on appelle caractérisation.

III. 1. Définition de caractérisation électromagnétique

Les propriétés électromagnétiques des matériaux sont définies à partir de deux paramètres : la permittivité (qui traduit la réaction du milieu face à une excitation électrique (champ électrique de l'onde électromagnétique) et la perméabilité magnétique décrivant le comportement du matériau vis-à-vis d'une excitation magnétique (champ magnétique de l'onde électromagnétique). La permittivité et la perméabilité doivent être représentées par des valeurs complexes $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$, $\mu = \mu' - j\mu''$ afin de tenir compte des effets dissipatifs (pertes) inhérents à tout matériau [1].

La réponse électromagnétique de milieux hétérogènes peut être représentée par une permittivité et une perméabilité moyennes à condition que la taille des hétérogénéités du matériau reste faible devant la longueur d'onde. On parle alors de permittivité et perméabilité effectives. Enfin, dans le cas des milieux aux propriétés électromagnétiques anisotropes la permittivité ou la perméabilité doivent être représentées par des grandeurs tensorielles [1].

III.2. Méthodes de caractérisation électromagnétiques

Il existe plusieurs méthodes de caractérisation électromagnétique qui permettent la mesure de la permittivité et ou de la perméabilité complexes, Le choix de la technique de mesure dépend de la plage de fréquence explorée, des propriétés physiques du matériau : magnétique ou non, transparent ou absorbant, isotrope ou anisotrope, homogène ou hétérogène, dispersif ou non, du caractère destructif ou non destructif de la méthode et enfin par la forme et la nature des échantillons de matière disponibles : plaquettes ou films minces, liquides ou solides, élastomères ou granulaires.

III. 2.1. Caractérisation en espace libre

La méthode de caractérisation en espace libre fait partie des méthodes de caractérisation non destructives et sans contact, elle a fait l'objet de nombreux articles [2] [3] [4]. Bien que les principes de base et les paramètres mesurés soient les mêmes, chaque méthode a ses propres originalités, précisions, limites et domaines de validité. Cette technique de mesure est classiquement utilisée pour des mesures jusqu'en bande W (≤ 110 GHz) [3] mais qui a fait l'objet d'études jusqu'à 760 GHz [2].

Principe et conditions de fonctionnement

Dans cette méthode, l'échantillon est placé entre deux antennes, l'une pour l'émission et la deuxième pour la réception, l'atténuation et le déphasage du signal sont mesurés en bistatique.

Cette méthode n'exige pas de préparation spéciale de l'échantillon. Les résultats sont utilisés pour extraire les propriétés diélectriques et magnétiques des matériaux sur une large bande de fréquence.

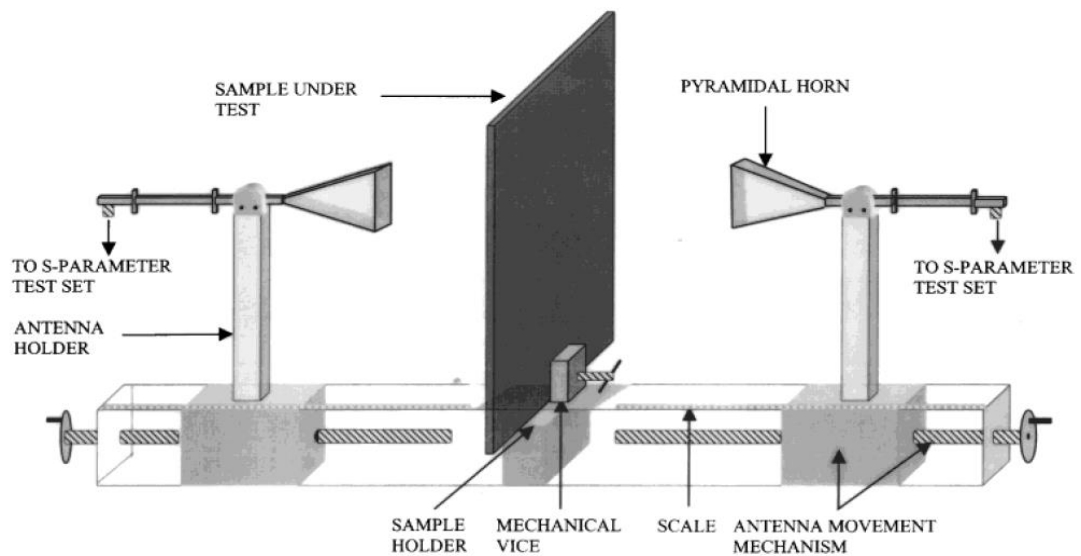


Figure III.1: Schéma d'un banc de mesure en espace libre.

La première hypothèse de cette méthode est que l'onde incidente sur la surface plane de l'échantillon est une onde plane uniforme à polarisation rectiligne. L'échantillon est préférentiellement placé de manière perpendiculaire à l'onde incidente. Le matériau peut être multicouche pour caractériser notamment des milieux liquides qui seront contenus par deux fines lames de matériaux [5]. La détermination de la permittivité et de la perméabilité

complexes se fait par calcul direct et non itératif sur une large bande de mesure à partir des paramètres S_{ij} filtrés temporellement.

Une des limitations de cette méthode est liée au problème de résonance d'épaisseur dans le matériau qui peut se résoudre simplement pour les matériaux diélectriques purs en fixant $\mu_r = 1$, ou bien par l'utilisation d'un matériau avec une épaisseur différente [5], [4].

Cette technique permet la mesure d'échantillon en température de 160° à 800°C à des fréquences de 6 à 110 GHz [4]. Avec l'augmentation de la fréquence, ces résonances s'élargissent et constituent un réel problème.

L'autre limitation de cette méthode est le domaine de validité des tangentes de pertes diélectriques qui doivent être élevées pour des précisions correctes ($< 10\%$).

III.2.2. méthodes de mesure par cavité résonnante

Il s'agit d'une des plus anciennes méthodes, mais qui reste la plus précise (avec d'autres méthodes résonantes) pour déterminer la permittivité de matériaux à très faible pertes [6] à [9]. Limitée par une mesure mono fréquence fixée par les caractéristiques de la cavité et du matériau, cette méthode non destructive caractérise les matériaux isotropes, qui peuvent se présenter aussi bien sous la forme solide, liquide ou poudre. Cette méthode permet de mesurer la permittivité complexe et donc des pertes associées ($\tan \delta$)[8].

Principe

La cavité résonnante utilisée est de forme cylindrique à section circulaire. Les modes propres exploités sont de type transverse magnétique (TM_{010} et TM_{020}). L'introduction de petit échantillon inséré au centre de la cavité (figure ci-dessus), où le champ électrique est maximum et quasi-constant dans un rayon de quelques millimètres, perturbe la cavité ce qui cause l'abaissement de son fréquence de résonance. Le déplacement de fréquence est directement lié à la partie réelle de la permittivité du matériau tandis que la variation du facteur de qualité est liée à sa partie imaginaire.

La constante diélectrique et la tangente de pertes sont calculées à partir de la variation de la fréquence de résonance Δf et de la modification du facteur de qualité ΔQ de la cavité dues à la présence de l'échantillon dans la cavité.

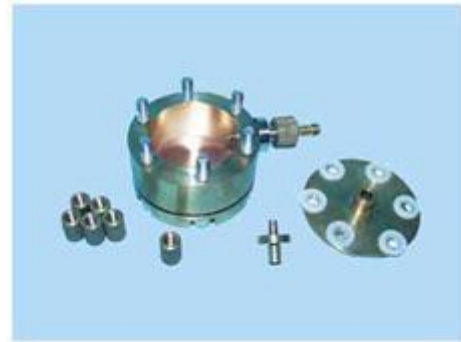
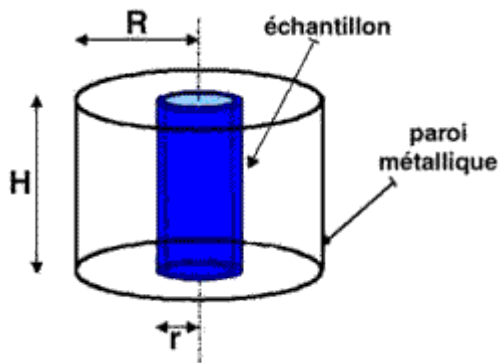


Figure III.2 : cavité résonnante cylindrique

III.2.3. méthodes de mesure par lignes propagatives

Il s'agit de méthodes utilisant les structures de propagations d'ondes électromagnétiques telles que : sondes coaxiales, lignes coaxiales, guides d'ondes ou lignes de transmissions.

III.2.3.1. mesure par ligne coaxiale

Il s'agit d'une méthode de mesure large bande de la permittivité et de la perméabilité complexes des matériaux solides isotropes. Les échantillons à analyser se présentent sous la forme d'un tore usiné aux dimensions géométriques de la ligne coaxiale utilisée [1].

On note aussi que Les sondes coaxiales sont largement utilisées pour la caractérisation des milieux semi-solides ou liquides et sont bien adaptées à la nature des milieux biologiques qui présentent des pertes diélectriques élevées de par leur nature fortement aqueuse [10].

Principe

Cette méthode de caractérisation non destructive est actuellement l'une des techniques les plus utilisées pour la mesure de la permittivité complexe des matériaux à température ambiante ou température élevée. Des mesures en très large bande de fréquences sont possibles grâce au mode d'excitation TEM du guide coaxial. Les matériaux doivent être isotropes et homogènes sous forme liquide ou de poudre, de milieux mous ou solides. Cette méthode permet le calcul simultané de la permittivité et de la perméabilité complexe à partir de la mesure des paramètres de répartition (paramètres S) d'une ligne de transmission coaxiale contenant le matériau à étudier. Les paramètres S sont mesurés à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriels.. La configuration de la sonde coaxiale est montrée dans la Figure 3.

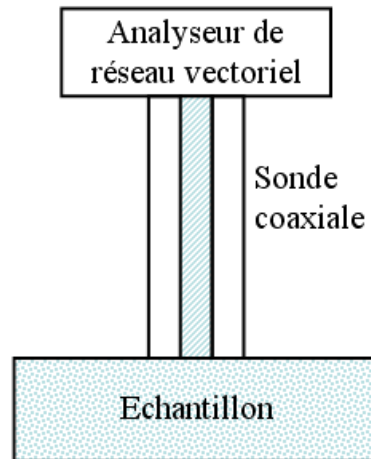


Figure III.3 : Configuration de la sonde coaxiale.

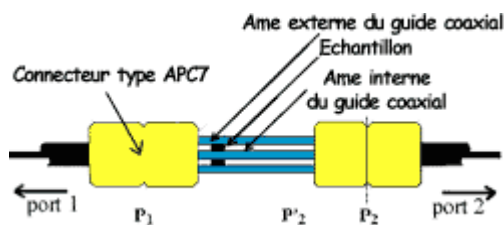


Figure III. 4 : Sonde coaxiale

III.2.3.2. mesure par guide d'onde

C'est une méthode de mesure large bande des éléments du tenseur de perméabilité et de la permittivité complexe des matériaux ferrimagnétiques ou ferrocomposites aimantés partiellement ou à saturation.

Principe

La méthode mise au point au LEST [11], [12] est basée sur la mesure des paramètres de répartition (paramètres S_{ij}) d'un guide d'onde rectangulaire dont la section est partiellement remplie par le matériau à étudier (figure ci dessus). Les paramètres S_{ij} sont mesurés à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriels. L'échantillon testé est de forme rectangulaire (plaquette ou couche épaisse).



Figure III. 5 : configuration de mesure par guide d'onde

III.2.3.3. mesure par ligne de transmission

La technique de la ligne de transmission permet de caractériser des matériaux de différentes formes (liquide, granulés, plaquettes, etc.) avec une bonne précision sur la permittivité et sur une très large bande de fréquence grâce au mode quasi TEM qui se propage sur ce type de ligne. Elle permet la mesure large bande de la permittivité et de la perméabilité complexes des matériaux solides isotropes.

Principe

La caractérisation des matériaux par cette méthode est basée sur la mesure de la constante de propagation d'une ligne de transmission chargée par un échantillon à caractériser [13] et [14].

Tout d'abord, la mesure est faite en transmission à vide, avec la ligne non chargée afin d'étalonner les paramètres du modèle théorique, et ensuite, on procède à la mesure avec échantillon. A partir du coefficient de transmission, on remonte à la constante de propagation linéique de la ligne en charge. Puis, à partir d'un modèle théorique de la ligne reliant la constante de propagation et la permittivité du matériau, on détermine les propriétés diélectriques du matériau. La Figure 6 montre la configuration de la ligne de transmission.

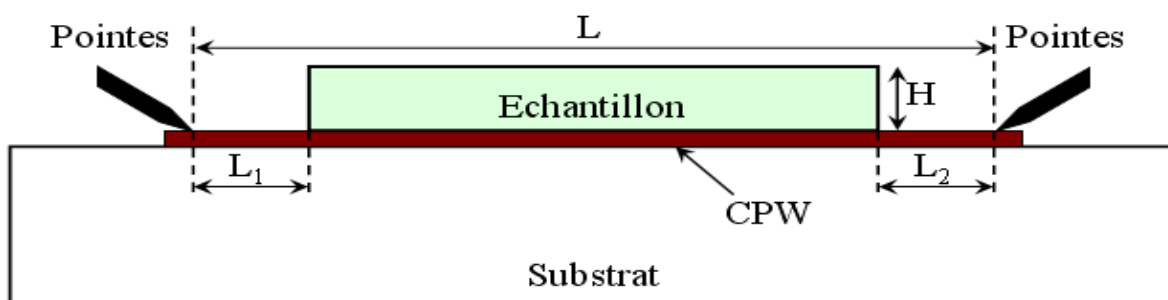


Figure III.6 : Configuration de mesure par une ligne de transmission.

Dans le cas considéré, la hauteur de l'échantillon doit être aux moins deux fois la distance masse à masse de la ligne coplanaire pour que le champ soit en majorité dans le matériau et le substrat.

L'originalité de la méthode réside dans le fait que l'échantillon est directement posé sur le substrat de la ligne, sans être obligé de remplir entièrement la section transverse de la cellule. Ceci permet un processus de mesure simple et reproductible. De plus, les contraintes d'usinage du matériau sont minimisées.

Références

- [III.1] http://www.univbrest.fr/lest/caracterisation/pages/pages_francais/generalites.php
- [III.2] P. Goy, M. Gross, “*Free space vector Transmission-Reflection from 18 to 760 GHz*”, European Microwave Conference 1994. 24th, Vol 2 Oct. 1994 pp. 1973-1978.
- [III.3] D. Lemaire, D. Cros, H. Jallageas, P. Guillon, “*Material characterisation from-160 up to 800°C in centimeter and millimeter frequency band*”, Conference on Precision Electromagnetic Measurement (CPEM), Braunschweig, Germany, 1996.
- [III.4] S. Bijukumar, U. Raveendranath, P. Mohanan, K. T. Mathew, M. Hajian, and L. P. Lighthart, “*A simple free-space method for measuring the complex permittivity of single and compound dielectric materials*”, Microwave And Optical Technology Letters / Vol. 26, No. 2, pp. 117-119, July 20 2000.
- [III.5] D. K. Ghodgaonkar, V. V. Varadan, and V. K. Varadan, “*Free-space measurement of complex permittivity and complex permeability of magnetic materials at microwave frequencies*”, IEEE Trans. Instrum. Meas., vol. 39, no. 2, pp. 387-394, Apr. 1990.
- [III.6] P. Guillon, Y. Garault “*Complex permittivity measurement of MIC substrate*”, AEU, Band 35, Heft 3, pp. 102-104, (1981).
- [III.7] Michael Janezic, and James Baker-Jarvis, “*Full-Wave Analysis of a Split-Cylinder Resonator for Nondestructive Permittivity Measurements* », IEEE MTT, vol. 47, No. 10, pp. 2014 -2020, Octobre, (1999).
- [III.8] D. C. Thompson, O. Tantot, H. Jallageas, G. E. Ponchak, M. M. Tentzeris, and J. Papapolymerou, “*Characterization of Liquid Crystal Polymer (LCP) Material and Transmission Lines on LCP Substrates from 30 to 110 GHz* », IEEE MTT, vol. 52, No. 4, April 2004
- [III.9] 85072A 10-GHZ SPLIT CYLINDER RESONATOR, Agilent Technologies, Tech. product Note, Feb. 2008.

[III.10] M. A. STUCHLY AND S.S. STUCHLY, « *Coaxial line reflection methods for measuring dielectric properties of biological substances at radio and microwave frequencies- A review.* », IEEE Trans. Instrum. Meas., vol. IM-29, pp. 176-183, 1980.

[III.11] P. Quéffélec, M. Le Floc'h and Ph. Gelin, " IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 47, No. 4, pp. 390-397, April 1999.

[III.12] P. Quéffélec, M. Le Floc'h and Ph. Gelin, "New method for determining the permeability tensor of magnetized materials in a wide frequency range", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 48, No. 8, pp. 1344-1351, August 2000.

[III.13] A. Chandrasekha, S. Brebels, S. Stoukatch, E. Beyne, W. Deraedt, and B. Nauwelaers, « *The influence of packaging materials on RF performance* », in Microelectronics Reliability Journal. New York : Elsevier, 2003, Vol.43, pp. 351-357.

[III.14] Thomaswick, A. Chandrasekhar, C. W. Baks, U. Pfeiffer, Brebels, and B.P. Gaucher, " *Determination of the complex permittivity of Packaging Materials at Millimeter-Wave Frequencies* ", IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 54, no. 3, pp. 1001-1010, March. 2006.

Chapitre IV

Modélisation du MSRR Déposé sur une couche de Ferrite Massive

CHAPITRE IV

Modélisation du MSRR déposé sur une couche massive de ferrite

Introduction.....	54
IV. 1 Les équations de Maxwell.....	55
IV. 2 Modélisation analytique du MSRR avec ferrite.....	55
IV.3 Validation théorique et numérique.....	61
IV.3.1 Comparaison des résultats théoriques avec le modèle de Polder	61
IV.3.2 Modélisation numérique.....	65
IV.3.3 Etudes paramétriques de la réponse fréquentielle du MSRR.....	66
IV.3.3.1 Variation du gap	67
IV.3.3.2 variation de la quantité w/R	69
IV.3.3.3 Conclusion	70
IV.3.4 Etude de la réponse du MSRR avec un champ magnétique nul.....	70
IV. 3. 5 Etude de la structure avec application d'un champ magnétique	73
IV. 4 Conclusion	77
Références	78

Introduction

Nous avons exposé dans les chapitres précédents l'état de l'art du résonateur micro bande en anneau (MSRR) et son efficacité prouvée dans la caractérisation des diélectriques ainsi que les propriétés magnétiques du ferrite, leurs caractéristiques et leur rôle important dans la réalisation des dispositifs hyperfréquences indispensable dans le domaine de télécommunication.

Dans ce chapitre nous développerons l'idée principale de notre travail de thèse qui consiste à utiliser le MSRR pour la caractérisation des ferrites. On note qu'il n'existe pas de modèles théoriques qui ont abordé ce problème (i.e. : caractérisation de ferrite avec MSRR) ce qui fait de notre étude une étude innovante.

Dans un premier temps, on établira une modélisation analytique du MSRR avec ferrite basée sur la résolution des équations de maxwell régissant la structure (MSRR+ferrite). Cette modélisation va nous permettre de trouver la relation mathématique reliant la fréquence de résonance du MSRR aux paramètres de matériau ferrite utilisé comme substrat. On se limitera au cas de ferrite polarisé et saturé dans l'état massif.

Dans un second temps, on effectuera La modélisation numérique de la structure (MSRR+ferrite) sous le logiciel Ansoft HFSS qui procure des résultats sous forme de courbes des paramètres S[annexe 2] en fonction de la fréquence, d'où on peut déduire les fréquences de résonance du MSRR qui seront comparées avec les fréquences de résonances obtenues par l'analyse théorique. La modélisation numérique permet donc, de valider l'étude théorique comme elle permet aussi de modéliser la structure (MSRR+ferrite) en 3D en tenant compte des contraintes imposées par l'analyseur vectoriel[annexe 1] -lors des mesures expérimentales- et qui va nous aider donc à choisir les paramètres optimales de l'anneau favorisant une bonne caractérisation expérimentale du ferrite.

Le design (MSRR+ferrite) ainsi obtenu de la modélisation par HFSS, sera utilisé pour la fabrication des prototypes.

IV. 1 Les équations de Maxwell

Les équations de Maxwell, sont des lois fondamentales de la physique qui régissent les phénomènes électromagnétiques d'où la propagation des ondes. Elles sont données par un système de quatre équations différentielles :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (IV.1)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (IV.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho \quad (IV.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (IV.4)$$

On note qu'il y a d'autre forme (intégrale) des équations de Maxwell [IV.1].

IV. 2 Modélisation analytique du MSRR avec ferrite

Le MSRR est modélisé par le modèle de mur magnétique [IV.2][IV.3] par une cavité résonnante cylindrique supposée être formée entre le plan de masse et la ligne MSRR. Le conducteur est supposé parfait et les lignes de champs de bord (fringing field) sont négligées de sorte que le champ électrique est supposé confiné dans le diélectrique entre les surfaces conductrices (masse et MSRR).

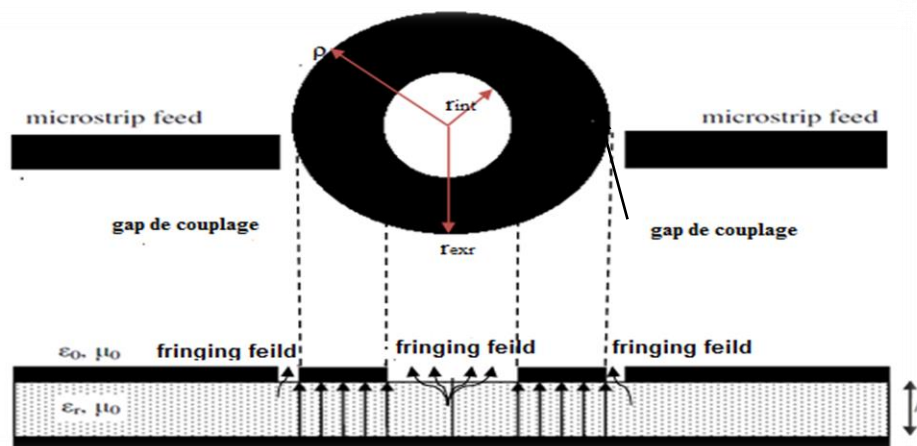


Figure IV.1 : un résonateur microbande en anneau

En supposant que les conducteurs sont de petites épaisseurs- Parce que le conducteur est très mince par rapport à la hauteur du substrat- il y a très peu (ou pas) de courant circulant dans la direction z de sorte qu'il ne peut y avoir de composante magnétique H_z ; et par conséquent la propagation est TM_{nm} où le n correspond à la variation autour de l'anneau et m à la variation à travers w , la largeur de l'anneau ($w=R_2-R_1$). On peut noter aussi du fait que la hauteur du substrat est négligeable devant la longueur d'onde propagée ($h \ll \lambda_g$), le champ électrique est presque constant dans la direction z , c.à.d. ($\partial/\partial z = 0$).

Le ferrite considéré saturé et polarisé dans la direction (oz), est modélisé par le tenseur de Polder [IV.4].

$$\bar{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \text{ d'où } \begin{cases} B_r = \mu H_r - j\kappa H_\phi \\ B_\phi = j\kappa H_r + \mu H_\phi \\ B_z = \mu H_z \end{cases} \quad (IV.5)$$

Etant donné que le mode de propagation est TM donc E_r et E_ϕ sont nuls et en tenant compte de (IV.5), la résolution des équations de Maxwell en coordonnées cylindriques donne :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -j\omega\mu_0\bar{\mu}\vec{H} \Rightarrow \begin{cases} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} = -j\omega\mu_0(\mu H_r - j\kappa H_\phi) \\ \frac{\partial E_z}{\partial r} = j\omega\mu_0(j\kappa H_r + \mu H_\phi) \\ H_z = 0 \end{cases} \quad (IV.6)$$

D'où on peut exprimer les composantes de champ magnétique comme suit :

$$\begin{cases} H_\phi = \frac{1}{j\omega\mu_0\mu_{eff}} \left[\frac{\partial E_z}{\partial r} + j \frac{\kappa}{\mu} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right] \\ H_r = \frac{1}{j\omega\mu_0\mu_{eff}} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + j \frac{\kappa}{\mu} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] \end{cases} \quad (IV.7)$$

$$\text{où} \quad \mu_{eff} = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu} \quad (IV.8)$$

La deuxième équation de maxwell donne :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = -j\omega\varepsilon\vec{E} \Rightarrow \left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + k^2 \right] E_z(r, \varphi) = 0 \quad (IV.9)$$

L'équation (IV.9) obtenue est l'équation d'Helmholtz, on la résout par séparation de variables, soit :

$$E_z(r, \varphi) = F(r).G(\varphi) \quad (IV.10)$$

On remplaçant (IV.10) dans l'équation d'Helmholtz (IV.9), on obtient :

$$\frac{r}{F(r)} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial F}{\partial r} \right) + k^2 r^2 = - \frac{1}{G(\varphi)} \frac{\partial^2 G}{\partial \varphi^2} = n^2 \quad (IV.11)$$

$$D'où \begin{cases} \frac{\partial^2 G}{\partial \varphi^2} + n^2 G = 0 \\ \frac{r}{F(r)} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial F}{\partial r} \right) + k^2 r^2 = n^2 \end{cases}$$

$$\text{avec } k = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_{fer} \mu_0 \mu_{eff}} = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_{fer} \mu_0 \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu}} \quad (IV.12)$$

L'application des conditions aux limites :

$$\begin{cases} H_\varphi = 0 & \text{à } r = r_0 \\ H_\varphi = 0 & \text{à } r = r_i \end{cases} \quad (IV.13)$$

nous permet d'obtenir l'équation aux valeurs propre suivante :

$$\frac{AJ(ka) + BY(ka)}{AJ(kb) + BY(kb)} = \frac{A'j(ka) + B'Y(ka)}{A'j(kb) + B'Y(kb)} \quad (IV.14)$$

L'équation (IV.14) est difficile à résoudre, et à fin de faciliter l'analyse, on se place dans le cas où la largeur de l'anneau w est proche du rayon moyen r ($w/r < 0.2$) ; dans ce cas, les

fréquences de résonance peuvent être calculées en supposant que l'anneau résonne lorsque la fréquence guidée de l'onde est un multiple entier du périmètre de l'anneau [IV.5]. Soit :

$$2\pi r = n\lambda_g. \quad (IV.15)$$

D'où :

$$k_n = \frac{2\pi n}{l} = \frac{n}{r} \quad (IV.16)$$

Et donc :

$$f_n = \frac{k_n c}{2\pi\sqrt{\epsilon_r \mu_{eff}}} = \frac{nc}{2\pi r \sqrt{\epsilon_r \mu_{eff}}} \quad (IV.17)$$

Où : k_n est le vecteur d'onde, r est le rayon moyen de l'anneau, ϵ_r est la permittivité relative du ferrite, c 'est la célérité de la lumière et n est un entier naturel.

Jusqu'ici l'analyse est simplifiée par la négligence des lignes de champ de bords (voir figure(IV.1)). Afin d'affiner le calcul, on utilise le modèle de guide d'ondes planaire [IV.6] pour la ligne micro ruban (cf.figure (IV.2)). En effet dans une ligne micro ruban l'onde électromagnétique se propage dans deux milieux différents (le substrat et l'air en dessus du substrat), le modèle de guide d'ondes planaire tend à modéliser la propagation de l'onde dans un milieu homogène en remplaçant la ligne micro-ruban de largeur w et d'impédance Z_0 par un guide d'onde équivalent constitué de deux plaques parallèles avec une nouvelle largeur w_{eff} et une nouvelle permittivité effective (ϵ_{eff}) et une nouvelle perméabilité effective équivalente(μ_{eff}), l'impédance reste inchangée.

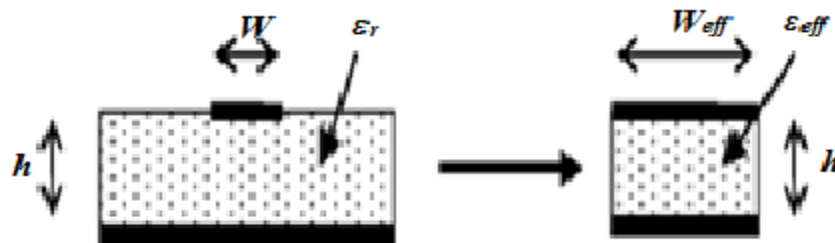


Figure IV.2 : modèle de guide d'onde planaire

CHAPITRE IV : MODÉLISATION DU MSRR DÉPOSÉ SUR UNE COUCHE MASSIVE DE FERRITE

L'introduction du modèle de guide d'onde planaire impose donc, l'utilisation de nouvelle constante diélectrique effective ϵ_{eff} au lieu de ϵ_r et d'une nouvelle perméabilité magnétique équivalente μ_{eff}^c au lieu de μ_{eff} .

La permittivité effective ϵ_{eff} est calculée à partir des relations de Hammerstad [IV.7] [IV.8]. Par contre le calcul de μ_{eff}^c par une approche théorique étant assez difficile [IV.9][IV.10], on a adopté une approche employée dans la littérature [IV.11], qui consiste à exploiter le même rapport $\frac{\epsilon_{eff}}{\epsilon_r}$ (utilisé pour calculer la permittivité effective lors de l'introduction du modèle de guide d'onde planaire) pour calculer μ_{eff}^c :

$$\chi_{eff}^c = \frac{\epsilon_{eff}}{\epsilon_r} \chi_{eff} \text{ d'où } \mu_{eff}^c = 1 + (\mu_{eff} - 1) \frac{\epsilon_{eff}}{\epsilon_r} \quad (IV.18)$$

Cette approche a été testée par la comparaison des résultats issus de la simulation par HFSS avec les résultats théoriques obtenus par la résolution de l'équation (IV.17) après introduction de (IV.18) (c.à.d. l'équation (IV.19)). Un bon accord a été constaté entre les résultats théoriques et les résultats numériques de simulation) (voir tableau (IV.5)).

Donc, la fréquence de résonance du MSRR déposé sur une couche massive de ferrite est donnée par :

$$f = \frac{n c}{2\pi r_m \sqrt{\epsilon_{eff} \mu_{eff}^c}} \quad (IV.19)$$

La relation (IV.19) est une équation non linéaire où les fréquences de résonance et la perméabilité effective du matériau ferrite sont inconnues. La résolution de (IV.19) par la méthode des gradients [IV.12] sous Matlab nous permet d'obtenir les fréquences de résonance du MSRR et la partie réelle de la perméabilité effective μ_{eff} du ferrite (on souligne que notre but est le calcul de la perméabilité effective du ferrite μ_{eff} et non pas la perméabilité effective équivalente μ_{eff}^c). L'organigramme de la résolution de l'équation (IV.19) est donné ci-dessus (figure(IV.3)). On souligne que ϵ_{eff} est aussi une inconnue mais qui est facile à extraire dans le cas de ferrite désaimanté (voir le paragraphe (IV.3.4) ci-dessous).

CHAPITRE IV : MODÉLISATION DU MSRR DÉPOSÉ SUR UNE COUCHE MASSIVE DE FERRITE

Et étant donné qu'on a pris le cas de ferrite saturé, on peut lisser nos résultats (μ_{eff} obtenues) par la courbe de tenseur de Polder de perméabilité effective du même matériau (ferrite). Cela favorisera une confrontation de nos résultats avec ceux du modèle de Polder. On note que si le champ externe est nul ($\mu=1$ et κ nul), la perméabilité effective du ferrite tend vers 1 et par suite la relation (IV.19) tend vers la relation (II. 7) connue dans la littérature (voir chapitre II) et qui régit la réponse fréquentielle du MSRR déposé sur diélectrique

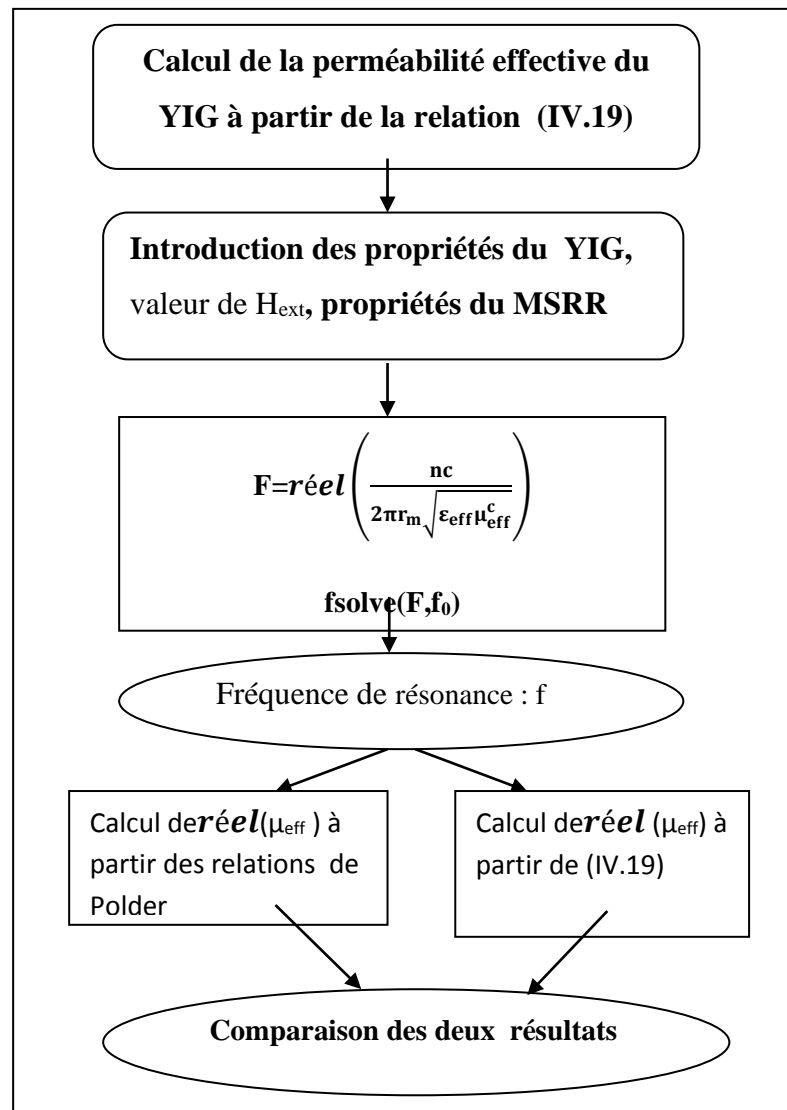


Figure IV. 3 : Organigramme du calcul des perméabilités effectives à partir de la résolution de l'équation (IV.19).

IV.3 Validation théorique et numérique

Dans cette partie nous allons valider notre analyse théorique en comparant nos résultats trouvés par résolution de l'équation (IV.19) avec ceux d'un autre modèle théorique puis en confirmant par les résultats de simulation numérique sous HFSS.

IV.3.1 Comparaison des résultats théoriques avec le modèle de Polder

Dans le but de valider notre analyse théorique, nous avons pensé confronter nos résultats avec ceux calculés par un autre modèle théorique. Le modèle théorique qui permet cette comparaison ne peut être autre que le modèle de Polder puisque ce modèle s'applique au ferrite dans l'état saturé (le ferrite saturé est le cas pris en considération dans notre analyse théorique).

Pour ce faire, on a considéré trois anneaux de différents rayons ($R_1=2\text{mm}$, $R_2=2.954\text{mm}$ et $R_3=7.871\text{mm}$) et pour le ferrite, on considère le YIG(101) polarisé ou saturé dans la direction (oz)[IV.13] et dont les propriétés sont données au tableau (IV.1), (on note que ces mêmes propriétés ont été utilisées dans notre analyse théorique). On peut attribuer au champ appliqué, différentes valeurs supérieures au champ de saturation de YIG(101) (tab(IV.1)). La hauteur du substrat étant fixée à 0.635mm (valeur souvent utilisée au labo LT2C en cas de substrat massifs)

YIG(101)	$\mu_0 M_s (\text{mT})$	$\Delta H (\text{KA/m})$	ϵ_r	Tang δ	α
	178	3.5	15	2.10^4	0.05

Tableau(IV.1) : caractéristiques du YIG(101) [TEMEX]

La partie réelle des perméabilités effectives (μ_{eff}) (on insiste qu'on calcule μ_{eff} et non pas μ_{eff}^c) obtenue par résolution de (IV.19) sous Matlab [IV.14][IV.15] pour différents H, sont comparées aux courbes de perméabilités effectives (partie réelle) de Polder calculées dans les mêmes conditions prises dans notre calcul analytique. La comparaison est illustrée sur les figures (IV.3-4-5) ci-dessous.

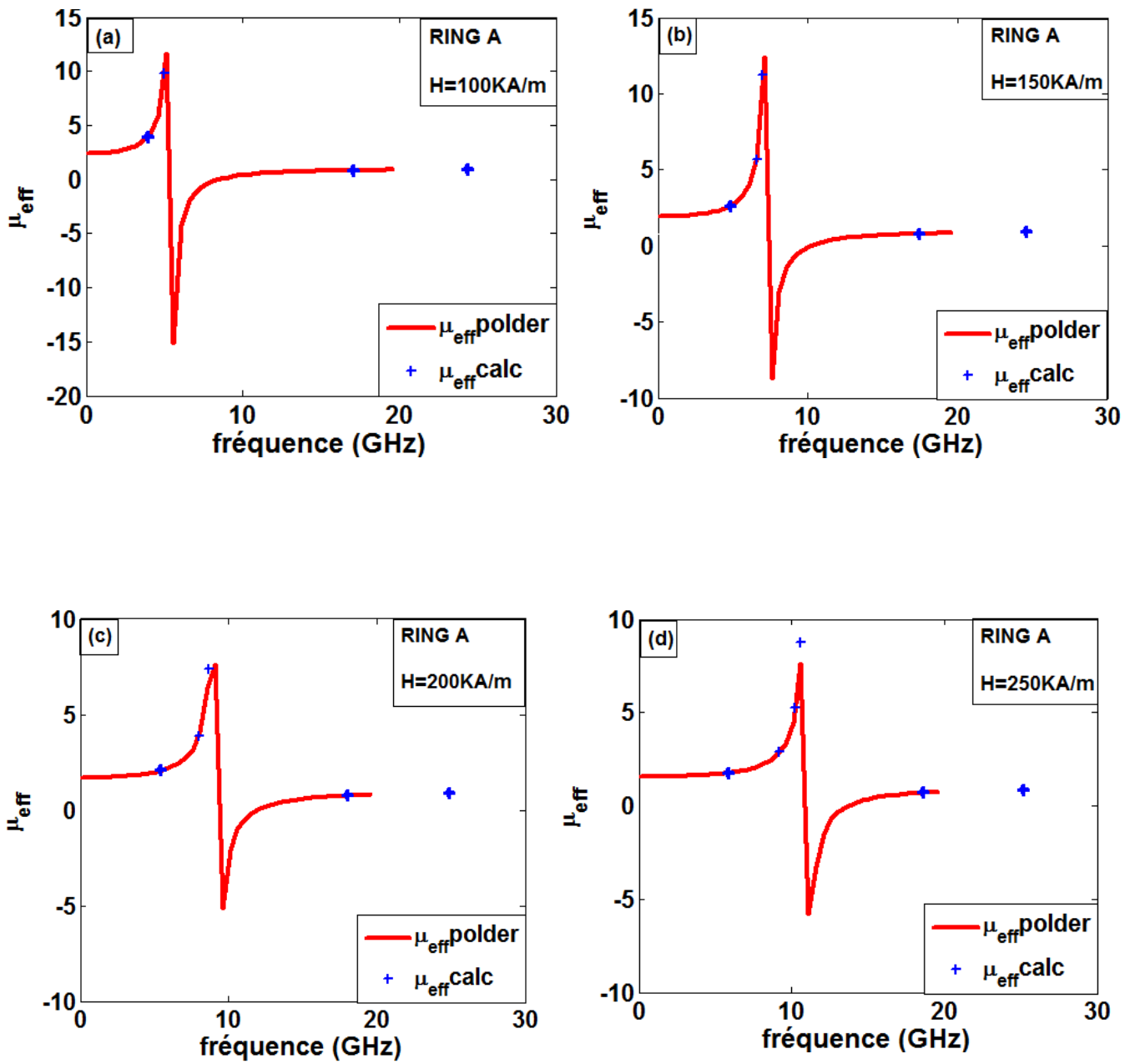


Figure IV.3 : Comparaison des perméabilités effectives théoriques du MSRR A par les courbes de Polder

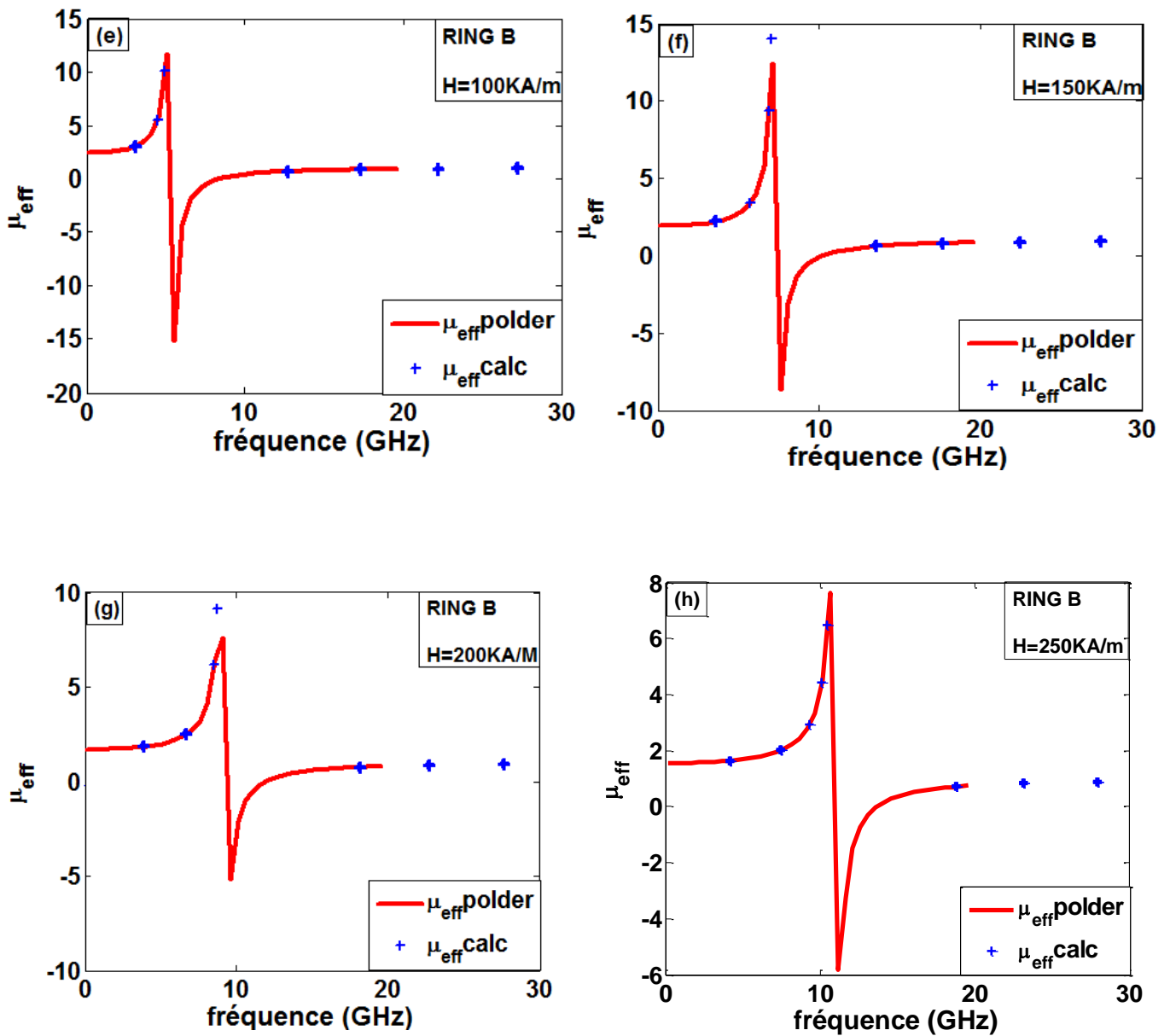


Figure IV. 4 : Comparaison des perméabilités effectives théoriques du MSRR B par les courbes de Polder

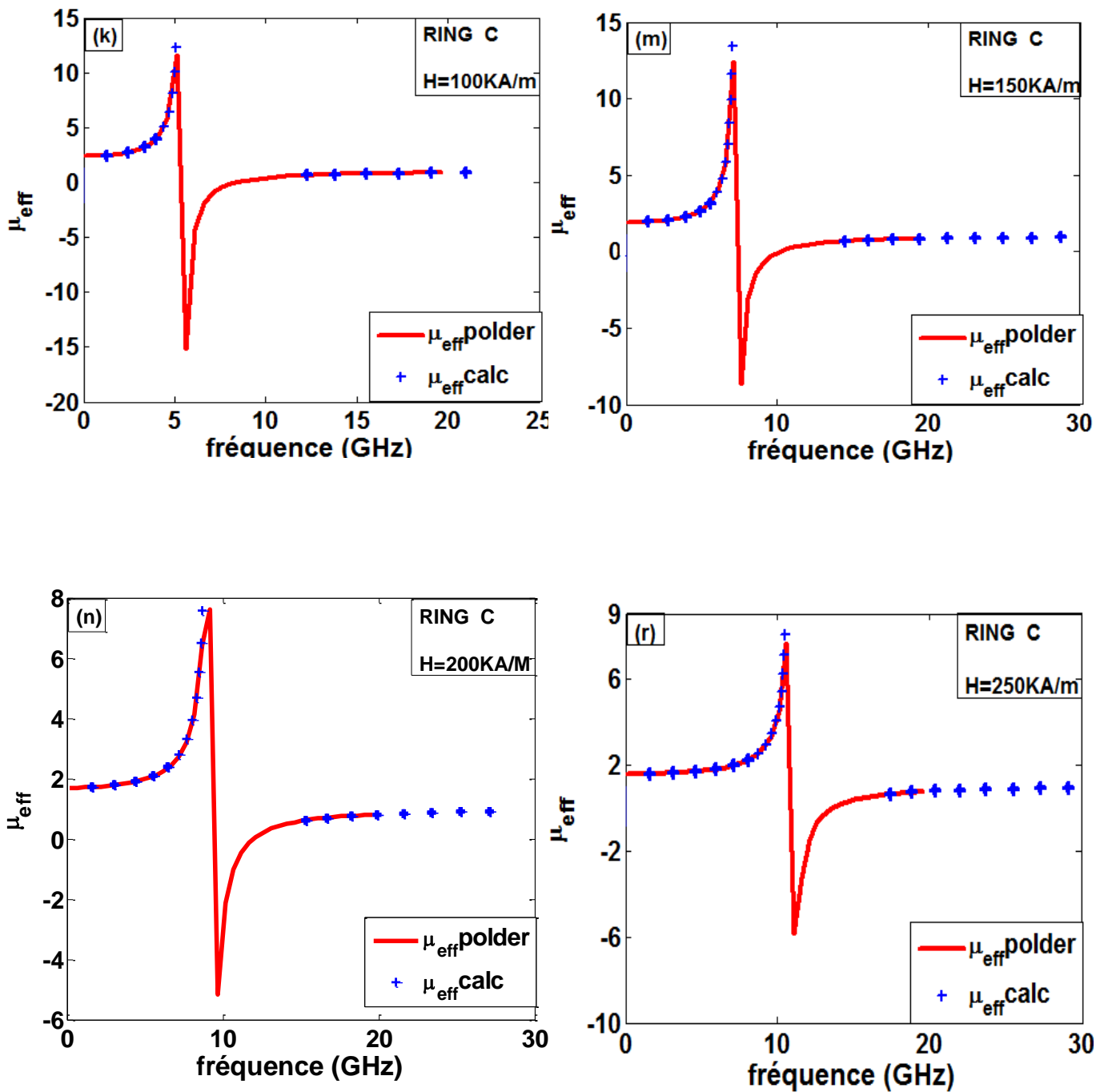


Figure IV. 5 : Comparaison des perméabilités effectives théoriques du MSRR C par les courbes de polder

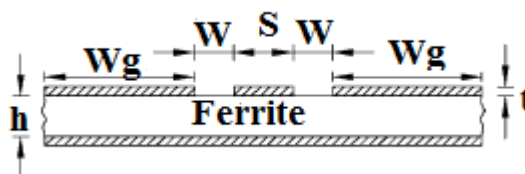
On peut constater le très bon accord entre nos résultats et ceux du modèle de Polder. On peut constater aussi que notre relation (IV.19) ne permet pas le calcul des valeurs négatives de la perméabilité effective puisque le μ_{eff} dans la relation (IV.19) ne peut qu'être positif et réel; on déduit aussi (à partir des graphes ci-dessus) que plus le rayon de l'anneau est grand plus on a de pics de résonance et plus c'est possible de déterminer un plus grand nombre de perméabilités effectives de ferrite. La concordance entre nos résultats et ceux de Polder n'est qu'une validation de notre analyse théorique.

IV.3.2 Modélisation numérique

La modélisation numérique est réalisée à l'aide de logiciel Ansoft HFSS [IV.16]. Il s'agit d'un outil de simulation standard pour une simulation électromagnétique en trois dimensions. Il fournit les champs électriques E et magnétiques H, les courants et les paramètres S. C'est un outil de conception d'ingénierie où les utilisateurs n'ont qu'à préciser la géométrie, les propriétés des matériaux et les paramètres de sortie désirés. HFSS générera automatiquement une réponse appropriée, maillage efficace et précis pour résoudre le problème en utilisant la méthode des éléments finis [IV.17]. La précision, la capacité et la performance de HFSS assurent la conception des composants opérant à des hautes fréquences tels que les antennes, composants RF/micro-ondes, etc....

Le but de la simulation est de valider les résultats théoriques obtenus d'un côté et de permettre la conception d'un modèle ou d'un prototype réalisable expérimentalement et pouvant être soumis à la mesure par l'analyseur vectoriel (annexe I) d'un autre côté.

Pour cela, nous avons simulé le MSRR en topologie CBCPW [IV.18] (figure IV.3) qui est une combinaison de la structure microbande du MSRR plus une structure coplanaire (CPW) indispensable pour faire des mesures sur l'analyseur vectoriel qui possède des pointes coplanaires.



(a)

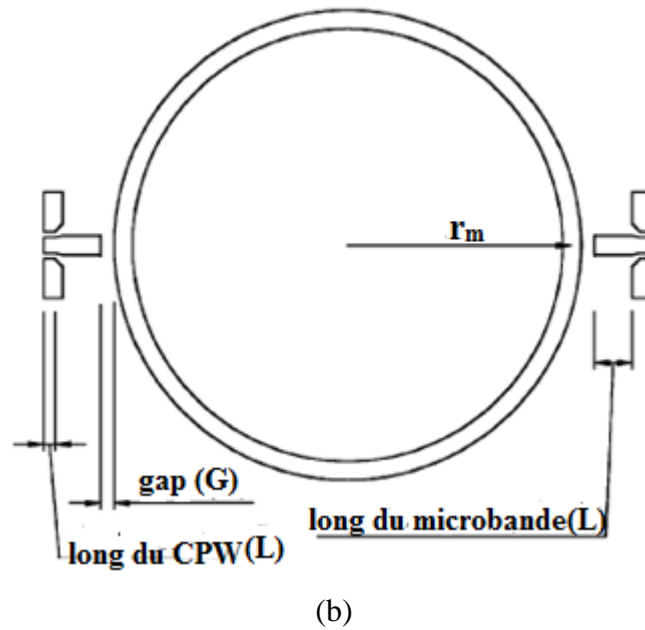


Figure (IV.6) : Ligne de transmission CBCPW (a) : vue de face (b) : vue de dessus

Les dimensions de la ligne CPW sont fixées par les dimensions des pointes de l'analyseur vectoriel qui servira à effectuer les mesures expérimentales. Le choix des dimensions de la ligne microbande est influencé par le choix des dimensions de la CPW. Par contre les valeurs du gap et de la valeur w/R (w est l'épaisseur de l'anneau ($w=R_1-R_2$) et R est le rayon moyen du MSRR) influent beaucoup sur la réponse du MSRR, de ce fait, on propose une étude paramétrique en variant ces deux quantités.

IV.3.3 Etudes paramétriques de la réponse fréquentielle du MSRR

Afin de simplifier l'étude paramétrique, nous avons choisi d'étudier la réponse fréquentielle de la structure (MSRR +ferrite) sans application de champ magnétique, le YIG dans ce cas est considéré comme un diélectrique [IV.19], et puisque la structure (MSRR+ diélectrique) a été amplement étudiée [IV.20] et ses résultats peuvent être prévus avec beaucoup de précision, ça nous permettra de trouver la bonne paramétrisation du MSRR. On rappelle que les fréquences de résonance du MSRR avec diélectrique vérifient la relation (II.7) ; comme on rappelle que notre relation (IV.19) converge vers (II.7) lorsque le ferrite est démagnétisé puisque dans ce cas :

$$\kappa = 0, \mu = 1 \quad \text{D'où } \mu_{eff}^c = 1 \quad (\text{IV. 20})$$

Pour accomplir cette étude, on calcule tout d'abord les fréquences de résonance de chaque MSRR, prévue par la relation (IV.19) (avec $\mu_{eff} = 1$) qu'on porte sur le tableau (VI.2) ci-dessous, et on les compare avec les fréquences de résonance déduites de la simulation. On note que les valeurs de rayons moyens du MSRR sont fixées aux valeurs utilisées dans l'analyse théorique (voir paragraphe (IV.2)).

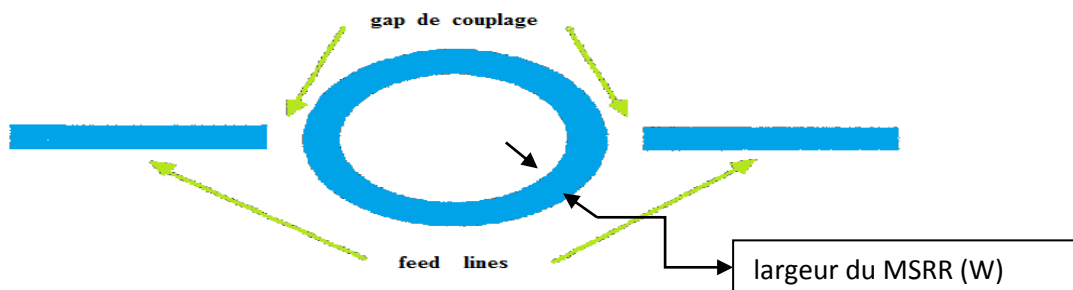
	Fréquence de résonance du premier ordre
MSRR A	7.5 GHz
MSRR B	5.3GHz
MSRR C	2GHz

Tableau IV.2 : fréquences de résonance du premier ordre des trois MSRR

IV.3.3.1. Variation du gap

Le gap est la distance entre l'anneau et la ligne microbande (cf. figure (IV.7)). Il représente une capacité de couplage pour la transmission de l'onde. Si le gap est grand, on dit que c'est un couplage « lâche » et la transmission est mauvaise [IV.21].

Dans le but d'étudier la sensibilité du MSRR vis-à-vis du gap, on fait varier celui-ci de 2 mm à 0.01 mm et w/R fixé à 0.1, Afin de pouvoir choisir les meilleurs gaps. On représente les fréquences de résonance théoriques sur les courbes de simulation sous forme de ligne verticales.



FigureIV.7: Microstrip ring resonator (MSRR)

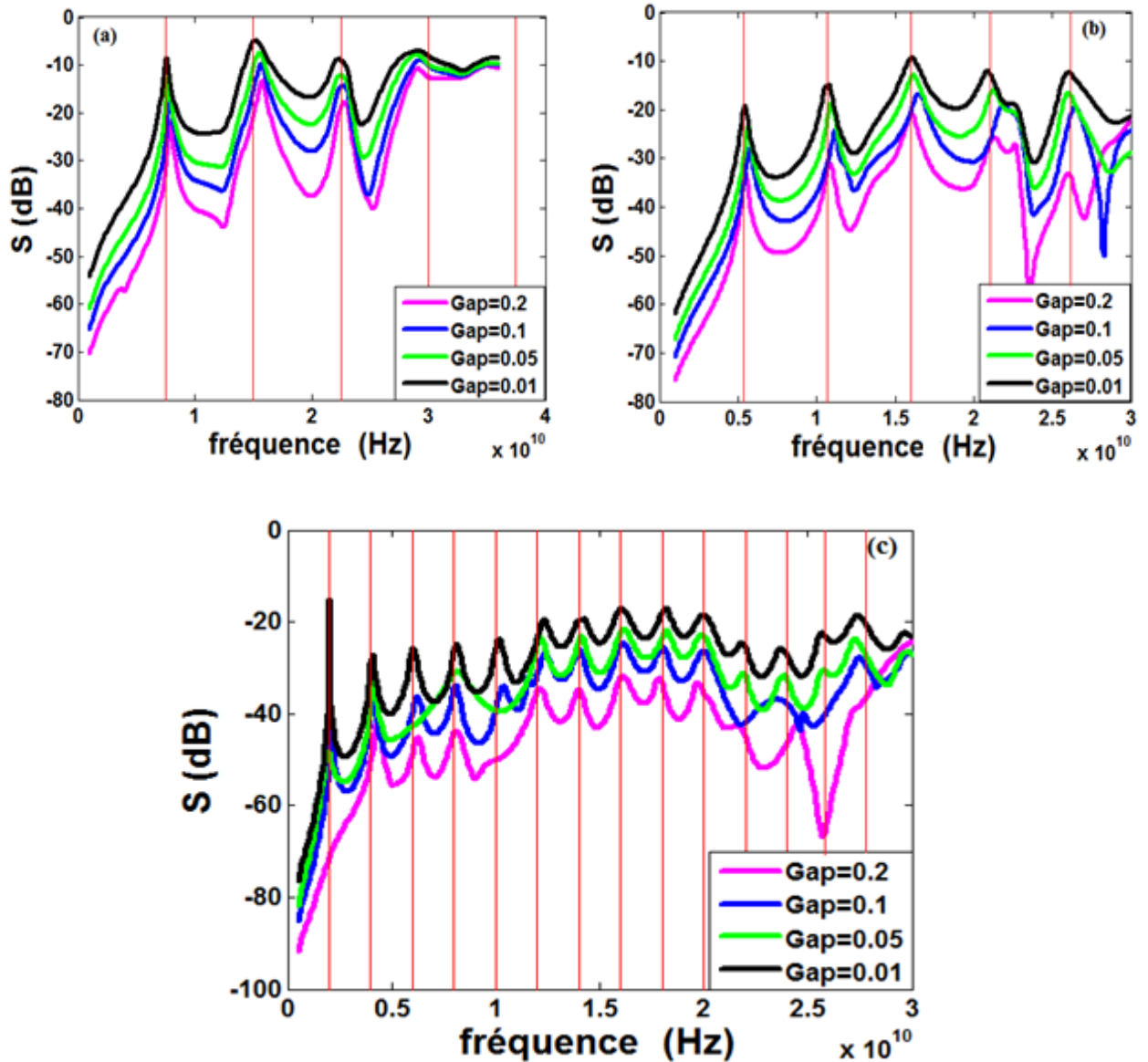


Figure IV. 8 : Influence du gap sur la réponse du MSRR (a) ring A, (b) Ring B (c) Ring C

-Les valeurs des gaps sont en mm-

A partir du réseau de courbes présenté dans la Figure (IV.8) représentant les résultats de la simulation par HFSS pour les trois MSRR pour différents gaps, on observe que comme prévu théoriquement, les courbes représentent des pics périodiques, et on peut observer que la périodicité des pics est beaucoup plus visible lorsque le gap est de 0.01mm.

IV.3.3.2 variation de la quantité w/R

Dans notre analyse théorique on s'est posé la condition ($w/R < 0.2$) où R est le rayon moyen de l'anneau ($w = R_1 - R_2$ (cf. figure (IV. 7)), et afin de choisir la bonne valeur w/R , on fixe la valeur de R et on fait changer w qui est l'épaisseur de l'anneau de $w = 0.15\text{mm}$ à 0.01mm . L'influence de w/R sur la réponse fréquentielle du MSRR est représentée sur (Figure IV.9). L'allure des courbes est périodique comme prévu. A partir de ces résultats, on peut noter que : le w le plus convenable est $w = 0.01\text{mm}$. La figure (IV. 9) représente la variation de la réponse fréquentielle du MSRR

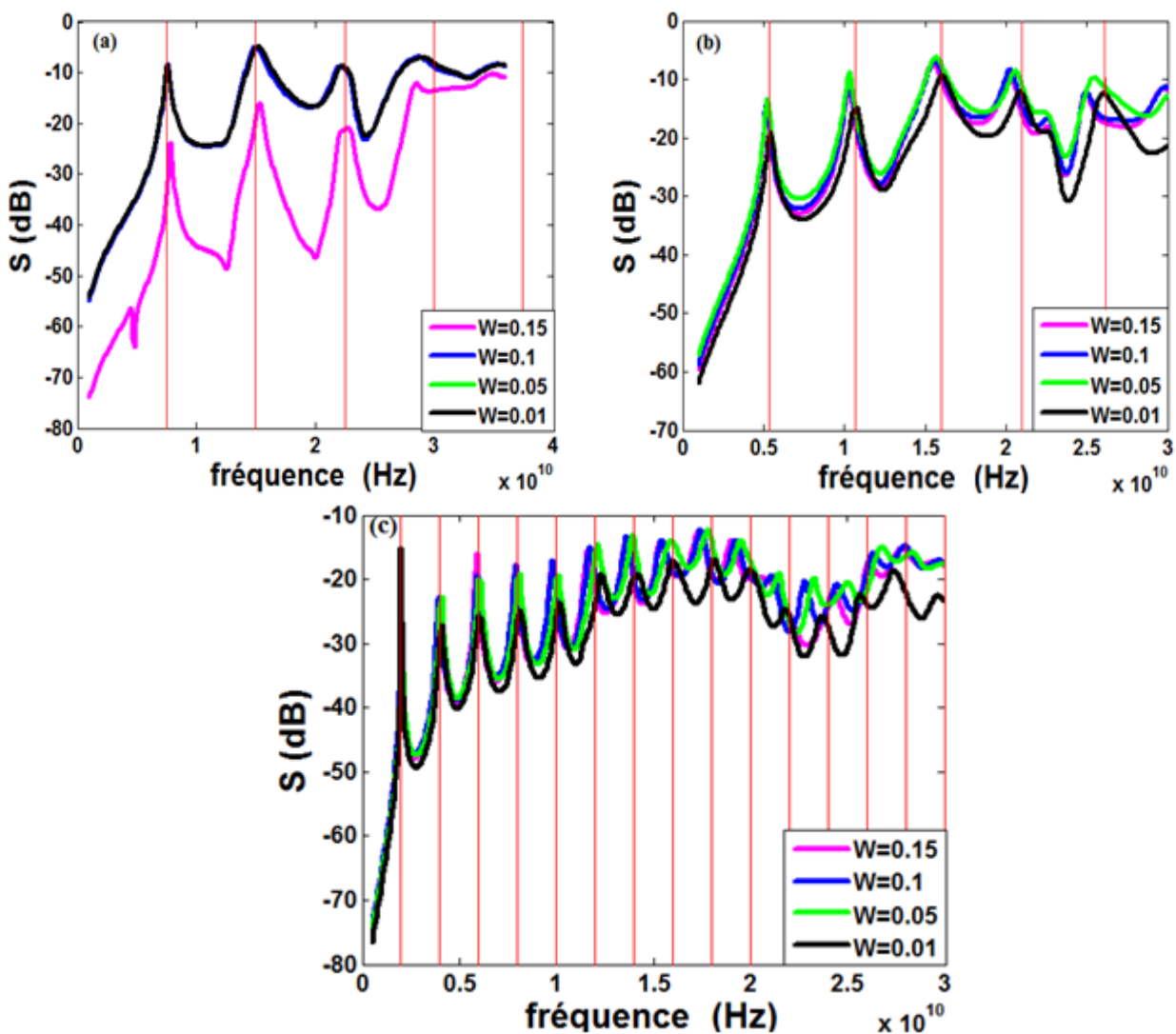


Figure IV.9 : influence de w/R sur la variation des paramètres S du MSRR

IV.3.3.3 Conclusion

Compte tenu de l'étude paramétrique, on peut fixer les dimensions des trois MSRR comme données au tableau (IV.3) (sans oublier que les valeurs des rayons moyens des anneaux sont les mêmes que ceux pris dans le calcul analytique).

Anneau résonateur				Cpw				Micro-bande	
Anneau	h	R	Gap	S	W	W _g	L	W	L
A	635	2000	0.01	104	85	276	250	104	500
B	635	2954	0.01	196	85	506	150	234	500
C	635	7871	0.01	104	85	276	250	104	500

Tableau IV .3 : dimensions du MSRR en topologie CBCPW

La nomenclature est donnée sur la figure (IV.6) ci-dessus. Pour le ferrite Nous rappelons que nous employons le YIG(101) massif dont les propriétés sont données au tableau (IV.1).

On note que le HFSS considère le champ interne au lieu du champ appliqué. L'expression du champ magnétique statique interne H_i est déduite de champ externe de la relation suivante :

$$H_i = H_{ext} + H_a - N_z M_S = H_{ext} - N_z M_S \quad (IV.20)$$

H_a est le champ d'anisotropie du YIG, il est négligeable.

H_{ext} est le champ magnétique statique appliqué.

N_z est le facteur démagnétisant selon la direction z , il dépend de la forme géométrique du matériau.

IV.3.4 Etude de la réponse du MSRR avec un champ magnétique nul

On a simulé la structure MSRR sur ferrite démagnétisé avec les dimensions données au tableau (IV.3), dans le but de s'assurer du bon fonctionnement du MSRR et aussi afin de déduire la permittivité électrique du ferrite. La structure (MSRR+ferrite) simulée par HFSS est représentée par la figure (IV.10).

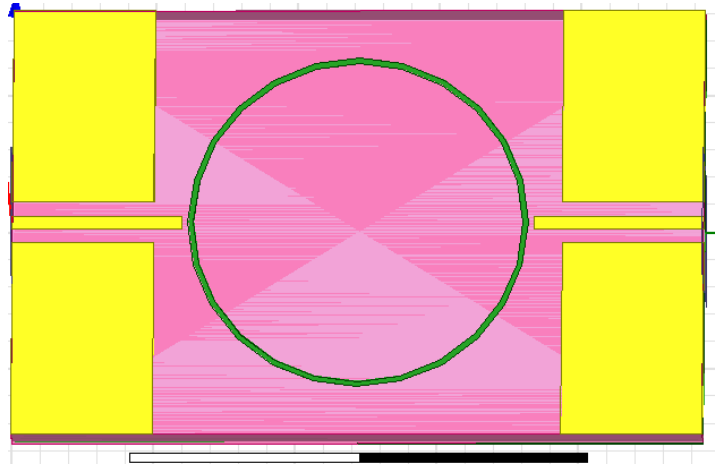
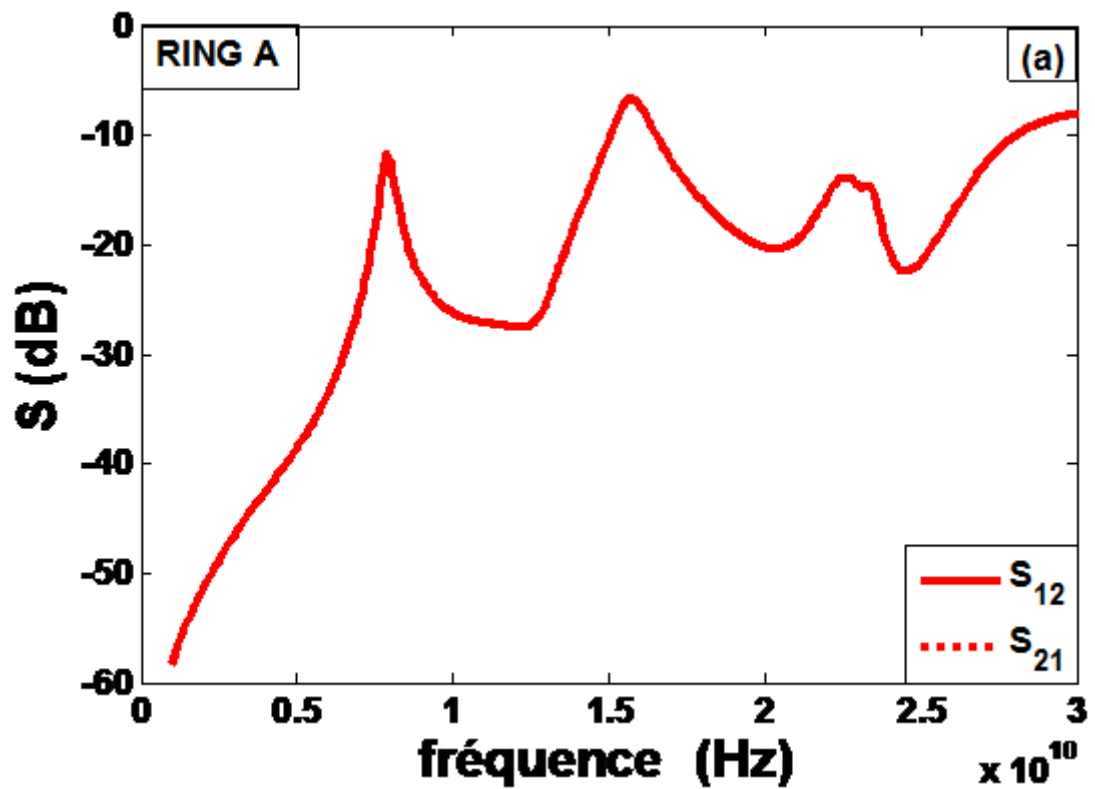


Figure IV.10 : la structure (MSRR+ferrite) simulée par HFSS

Les paramètres S résultants de la simulation par HFSS sont portés sur la figure (IV.10) ci-dessous :



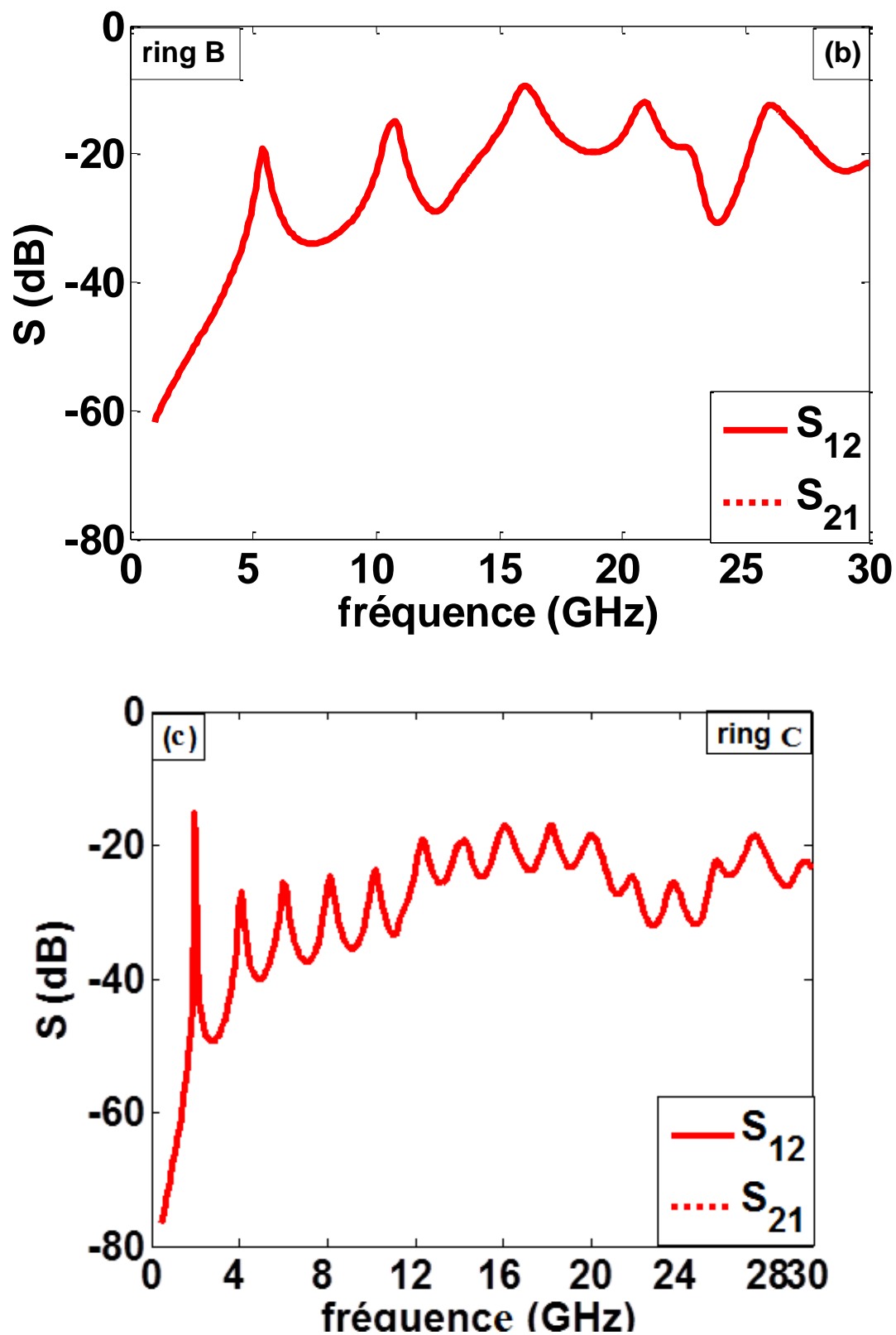


Figure IV. 11 : paramètres S de YIG démagnétisé des trois MSRR

CHAPITRE IV : MODÉLISATION DU MSRR DÉPOSÉ SUR UNE COUCHE MASSIVE DE FERRITE

Comme prévu, la réponse fréquentielle du ferrite démagnétisé est périodique comme celle d'un diélectrique-, avec des pics de résonance vérifiant la relation (II.7) équivalente à notre relation (IV.19) quand le champ est nul et $\mu_{\text{eff}}^c = 1$. Ces fréquences de résonances qu'on peut facilement lire des graphes ci-dessus peuvent être utilisées pour déduire la permittivité électrique effective ou relative du YIG(101) en utilisant la relation (IV.19). Les résultats obtenus sont portés au tableau (IV.4).

Ordre de résonance N	Anneau A			Anneau B			Anneau C		
	Fréquence de résonance (GHz)	ϵ_{eff}	ϵ_r	Fréquence de résonance (GHz)	ϵ_{eff}	ϵ_r	Fréquence de résonance (GHz)	ϵ_{eff}	ϵ_r
1	7.9	9.18	14.98	5.3	9.201	15.00	2	9.19	14.99
2	15.8	9.18	14.98	10.5	9.205	15.01	4.1	9.20	15.00
3	22.6	9.	14.96	15.7	9.207	15.08	6	9.19	14.99

Tableau IV.4 : fréquences de résonance déduites du graphe (IV.11) des anneaux A, B, C

On peut facilement observer le bon accord entre nos résultats et ceux donnés par la référence [TEMEX] $\epsilon_r = 15.4$ à $\pm 5\%$ pour le YIG (101) à 8.3 GHz.

IV. 3. 5 Etude de la structure avec application d'un champ magnétique

Dans le but de comparer nos résultats théoriques (dans le cas de ferrite saturé) obtenus par la résolution de l'équation (IV.19) avec ceux de la simulation, on applique un champ magnétique statique au ferrite. La structure (MSRR+ferrite) simulée dans ce cas, a les mêmes dimensions mentionnées au tableau (IV.1) ; le YIG est aussi pris avec les propriétés considérées dans le calcul théorique. Les paramètres S obtenus pour des champs différents sont donnés par la figure (IV.12),

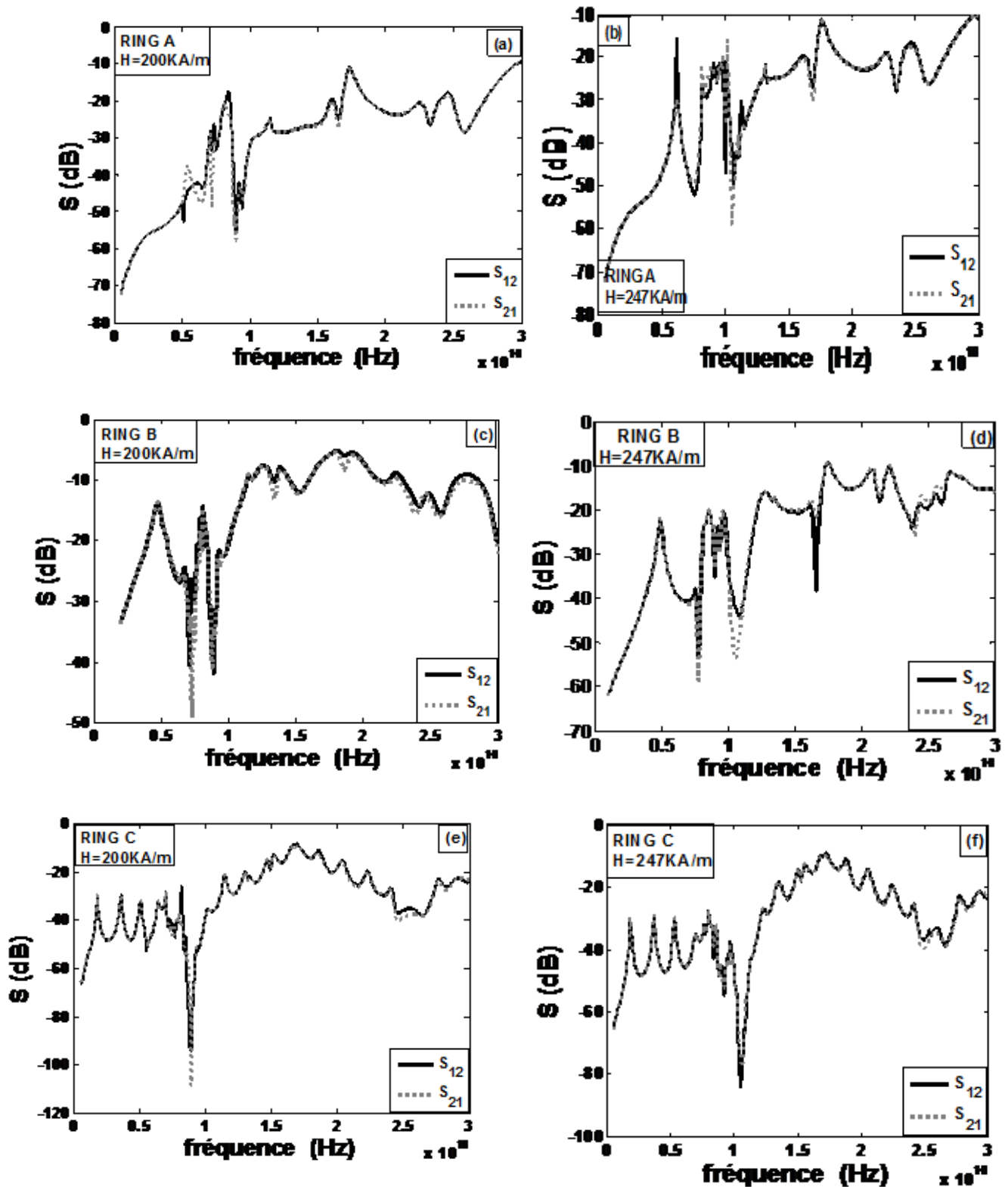


Figure IV. 12 : paramètres S des trois MSRR à H=200KA/m et à H=247KA/m

CHAPITRE IV : MODÉLISATION DU MSRR DÉPOSÉ SUR UNE COUCHE MASSIVE DE FERRITE

On constate que l'application de champ magnétique a entraîné un décalage des pics de résonance et l'apparition d'autres pics et spécialement dans la zone de gyrorésonance où les pertes sont maximales. Les fréquences de gyrorésonance ($f_r = \gamma \mu_0 H$) qui dépendent du champ appliqué sont calculées et portés au tableau (IV.5) ci-dessous.

Le tableau suivant présente la comparaison des fréquences de résonance du MSRR A calculées et simulées en fonction du champ appliqué.

Champ interne	Fréquence calculée (GHz)	Fréquence simulée (GHz)
100KA/M	n=1 , f_r= 3.9 n=2, f_r=4.99 n=3, f_r=5.2	n=1 , f_r=3.8 n=2, f_r=4.4 n=3, f_r=5.2
150KA/m	n=1 , f_r=4.89 n=2, f_r=6.56 n=3, f_r=6.98	n=1 , f_r=5.0 n=2, f_r=6.3 n=3, f_r=7.0
200KA /m	n=1 , f_r=5.43 n=2, f_r=7.96 n=3, f_r=8.64	n=1 , f_r=5.2 n=2, f_r=7.4 n=3, f_r=8.5
247KA/m	n=1 , f_r=5.84 n=2, f_r=9.14 n=3, f_r=10.13	n=1 , f_r=5.4 n=2, f_r=9.5 n=3, f_r=10.2

Tableau IV. 5 : comparaison des fréquences de résonance calculées et simulées du MSRR A

Les fréquences de résonance théoriques obtenues de la résolution de l'équation (IV.19) et ceux obtenues par simulation pour les trois structures avec un champ appliqué constant égal à 250KA/m, sont présentées sur la figure (IV.13) en fonction du mode de résonance n.

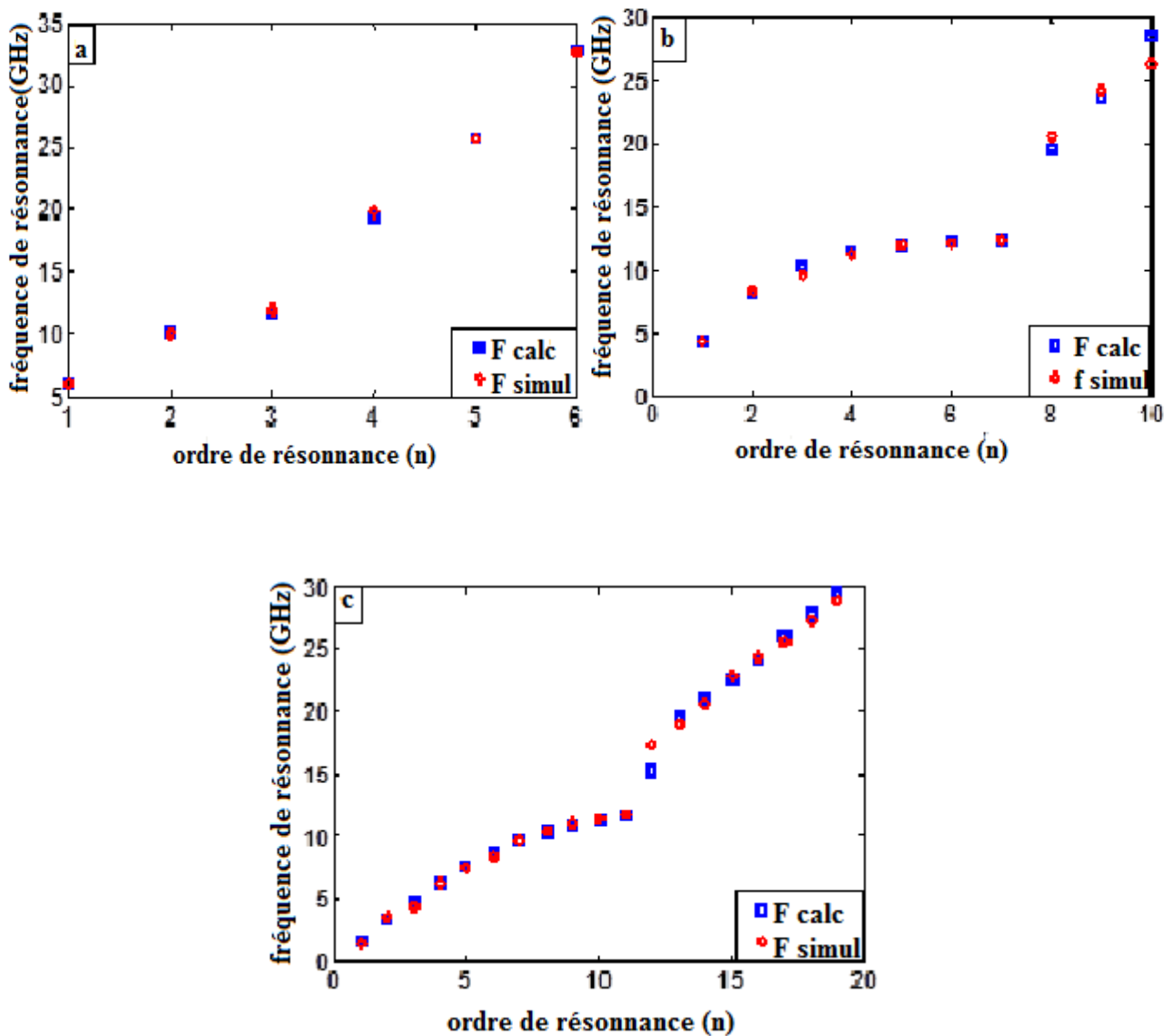


Figure IV. 13 : comparaison des fréquences de résonance calculées et issues de la simulation

La comparaison entre les résultats théoriques et les résultats de simulation (dans le cas de ferrite saturé) montre un très bon accord ce qui confirme la relation (IV.19) et par suite valide notre approche théorique.

IV. 4 Conclusion

L'objectif de notre travail est d'utiliser le MSRR pour caractériser le ferrite, pour cela nous avons élaboré une analyse théorique du problème et vérifié sa validité .

Dans ce chapitre nous avons établi une modélisation analytique du MSRR avec ferrite qui nous a permis de trouver la relation théorique reliant la fréquence de résonance à la perméabilité effective du matériau ferrite. Afin de valider la relation trouvée on a comparé dans un premier lieu nos résultats à un autre modèle théorique soit le modèle de Polder. La comparaison des résultats a montré une excellente concordance. En second lieu, on a voulu avoir une validation numérique de notre approche théorique et pour cela on a simulé la structure MSRR ferrite par le logiciel HFSS 3D. Dans une première étape on n'a pas appliqué de champ magnétique dans le but de trouver une bonne paramétrisation du MSRR qui nous aidera plus tard à fabriquer des prototypes pour l'étude expérimentale. Dans une seconde étape, on a appliqué le champ magnétique au substrat ferrite, dans le but de valider notre analyse théorique. La comparaison des résultats théoriques avec ceux de la simulation ont montré un bon accord.

En conclusion à cette partie, nous avons pu vérifier analytiquement et numériquement que le MSRR peut être utilisé pour le calcul de la perméabilité effective du ferrite avec précision. Ce résultat nous permet de passer à la réalisation des prototypes optimisés par la simulation numérique qui sera l'objet du chapitre suivant.

Références

- [IV.1] Richard Feynman, “*Electromagnétisme tome 1*”, Dunod, Paris 1999.
- [IV.2] I. Wolff, N. Knoppik, “*Microstrip ring Resonator and Dispersion Measurement on Microstrip lines*”, *Electronics Letters*, vol. 7, no. 26, December 1971, pp. 779-781
- [IV.3] R. P. Owens, “*Curvature effect in microstrip ring resonators*,” *Electron. Lett.*, Vol.12, No.14, pp. 356–357, July 8, 1976.
- [IV.4] D. Polder, “*On the theory of electromagnetic resonance*”, *Phil. Mag.* 40, 1949, p.99.
- [IV.5] P. Troughton, “*Measurement technique in microstrip*,” *Electron. Lett.*, Vol. 5, No. 2, pp.25–26, January 23, 1969.
- [IV.6] G. Kompa, R. Mehran, “*Planar Waveguide model for calculating microstrip components*”, *Electronics Letters*, vol 11, no 19, pp 459-460, September 1975
- [IV.7] E. Hammerstad, O. Jensen, “*Accurate models for microstrip computer-aided design*”, *Microwave Symposium Digest*, pp. 407-409, IEEE MTT-S International 1980
- [IV.8] A. Vander Vorst, "base de l'ingénieur micro onde", 1996, Bruxelles, De Boeck
- [IV.9] CH. Zebiri, “*Etude et simulation de structures a guide d’ondes multicouches*”,
Thèse de Magistère en Electronique, instrumentation. Université de Sétif, 2004
- [IV.10] L. Benachour, “*Modélisation des Structures Planaires de Formes Régulières Implantées sur Substrat d’une Anisotropie Tensorielle*, thèse magister, Constantine, 2008
- [IV.11] T.C. Edwards, "conception des circuits micro ondes", ED. Masson Paris, 1983.
- [IV.12] Daniele Di Pietro, “*Optimisation numérique La méthode du gradient*”, A.A.2012-2013.
- [IV.13] www.temex-ceramics.com/site/fichiers/TEM01_Ferrite.pdf

- [IV.14] S. Balac, “Débuter avec matlab”, INSA de Lyon Copyright 2001 -
- [IV.15] J. Lapresté, “introduction à matalab”, Ed ellipse, 2009.
- [IV.16] Ansoft Corporation, “*Getting Started with HFSS*”, Ansoft, 2005, USA.
- [IV.17] L. Daridon, “*Théorie des éléments finis*”, Ebook, 2003.
- [IV.18] J. Wang, H. Zhang, W.-H. Chen, and C. Sheng, “*Design and application of anovel CBCPW stucture*”, Progress In Electromagnetics Research M, Vol. 4, 133-142, 2008.
- [IV.19] P. GELIN, “*Propagation des ondes radioélectriques dans les ferrites Polycristallins*”, technique de l’ingénieur, E1161, 2007.
- [IV.20] R. Hopkins, “*TheMicrostrip Ring Resonator for Characterising Microwave Materials*”, University of Surrey, 2006.
- [IV.21] L.-H. Hsieh and K. Chang, “Equivalent *lumped elements G, L, C, and unloaded Q’s of closed- and open-loop ring resonators*,” IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 50, pp. 453–460, February 2002.

Chapitre V

Réalisation et Mesures

Chapitre V

Réalisation et Résultats

V.1 Introduction	82
V.2 Réalisation des structures MSRR	82
V.2.1 Matériaux utilisés.....	82
V.2.1.1 Métallisations	82
V.2.1.2 Matériaux magnétiques	83
V.3. Caractéristiques géométriques du MSRR.....	83
V.4. Réalisation technologique	83
V.4.1 Préparation du substrat ferrite.....	83
V.4.1.1 Collage, sciage	84
V.4.1.2 Rodage	84
V.4.1.3 Polissage-profilomètre	85
V.4.2 Dépôt du cuivre par pulvérisation cathodique RF	85
V.4.2.1 Plan de masse inférieur	85
V.4.2.2 Plan supérieur.....	87
V.4.5 photolithographie	87
V.4.5.1 Etapes de photolithographie.....	87
V.4.6 Gravure au perchlore de fer	88
VI.5 Aimantation.....	89
V.6 Système de mesure hyperfréquence	90
4.7 Réalisation des dispositifs	91
V.8 Résultats des mesures	93
V.8.1 Mesure sur ferrite démagnétisé.....	93
V.8.2 Confrontation mesure / théorie	93
V.8.3 Calcul de la perméabilité effective expérimentale pour ferrite démagnétisé	95
V.9.1 Discussions et interprétations	97
V.10 Conclusion.....	101
Références	102

V.1 Introduction

L'objet de ce chapitre est de valider de manière expérimentale les résultats théoriques et numériques obtenus précédemment.

Afin de valider notre approche analytique sur la caractérisation des ferrites par MSRR, nous avons fabriqué trois structures (MSRR+ferrite) issues des prototypes optimisés de la simulation par HFSS.

Nous exposons dans ce chapitre les différentes étapes technologiques de la réalisation des structures avec une mise en évidence des matériaux employés et les caractéristiques des prototypes.

Les mesures expérimentales sur les structures fabriquées sont effectuées à l'aide d'un banc de mesure hyperfréquence constitué d'un testeur sous pointes et d'un analyseur de réseau vectoriel. Les résultats expérimentaux (les paramètres S) obtenus sont comparés aux résultats numériques obtenus avec HFSS (rétro simulation).

V.2 Réalisation des structures MSRR

Afin de réaliser les structures MSRR déposées sur ferrite on doit fournir les matériaux nécessaires et effectuer plusieurs étapes techniques qu'on détaillera dans les paragraphes suivants.

V.2.1 Matériaux utilisés

Le MSRR est un anneau relié à deux lignes microbande (feedlines) sur un plan de masse, tous conducteurs. Le MSRR est déposé sur une couche massive de ferrite. Pour cela et pour réaliser les MSRR, on a besoin de déposer le matériau conducteur sur le substrat ferrite.

V.2.1.1 Métallisations

Le MSRR est constitué d'un anneau et de deux lignes d'alimentation en structure microbande et un plan de masse qui sont conducteurs ; ces parties assurent la transmission des signaux électromagnétiques.

Le conducteur choisi doit posséder une bonne conductivité, et doit être stable chimiquement et bon marché, notre choix s'est porté sur le cuivre qui répond bien aux critères mentionnées. La conductivité électrique du cuivre est $\sigma_{\text{cuivre}} = 59.6 \cdot 10^6 \text{S/cm}$ [1]. La réalisation en cuivre a été élaborée au laboratoire LT2C par pulvérisation cathodique.

V.2.1.2 Matériaux magnétiques

Le MSRR est déposé sur une couche de ferrite, le ferrite choisi dans notre étude est le Grenat d'Yttrium-Fer (Y₃Fe₅O₁₂), (Yttrium iron garnet, YIG). Le choix est dicté par les propriétés et la large utilisation de ce matériau en hyperfréquence.

Le matériau YIG est utilisé dans l'état massif, d'épaisseur 635µm ; celui-ci est commercialisé sous forme de plaquette fourni par la société Temex Céramics[2], il s'agit dans ce cas du YIG1(101) dont les propriétés sont donnés au tableau (IV.1).

V.3. Caractéristiques géométriques du MSRR

Afin de valider expérimentalement notre approche théorique, on a fabriqué trois MSRR de différentes dimensions. Les dimensions choisies pour la réalisation expérimentale des dispositifs sont celles issues des structures optimisées par HFSS. Ces dernières sont utilisées pour fabriquer des masques plastiques qui sont utilisés plus tard pour déposer les couches de cuivre. On rappelle les dimensions des prototypes simulés par HFSS.

Anneau résonateur				Cpw				Micro-bande	
Anneau	h	R	Gap	S	W	W _g	L	W	L
A	635	2000	0.01	104	85	276	250	104	500
B	635	2954	0.01	196	85	506	150	234	500
C	635	7871	0.01	104	85	276	250	104	500

Tableau V.1 : dimensions des trois prototypes

V.4. Réalisation technologique

La fabrication des prototypes fait appel à plusieurs étapes technologiques que nous allons détailler dans ce paragraphe.

V.4.1 Préparation du substrat ferrite

La réalisation des prototypes commence tout d'abord par la préparation du substrat massif de ferrite qui fait appel aux étapes de collage, sciage, rodage et polissage suivi éventuellement du contrôle de rugosité effectué au Profilomètre.

V.4.1.1 Collage, sciage

Le ferrite utilisé est le YIG(101) massif qui se présente sous forme de pastilles rectangulaires d'une dizaine de grammes. On colle le ferrite de dimension 50mm x 50mm x 1mm sur un substrat de verre de 1,5mm verre qui permet de donner une rigidité à la couche de ferrite afin de le manipuler sans le casser. Le collage se fait à l'aide de Baume de canada [3] (colle qui se dépolymérise à 120°C au bout de 30 à 60min).

Une fois collé, l'ensemble (matériau magnétique - verre) est scié à des dimensions adaptées à la rodeuse et à la polisseuse.

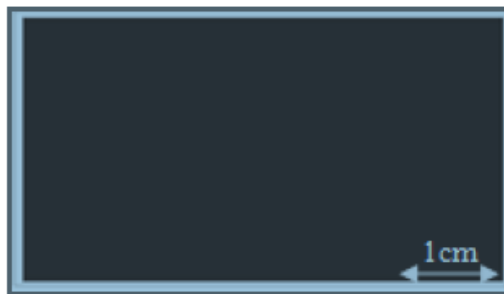


Figure V.1 : ferrite collé sur du verre

V.4.1.2 Rodage

Le rodage est une opération de préparation de substrat qui se réalise à l'aide d'un abrasif (carbure de silicium) mélangé avec de l'eau. A l'aide d'une pompe, le mélange arrive - goutte à goutte sur le plateau. Le ferrite massif (1mm d'épaisseur) sera rodé de manière à diminuer l'épaisseur initiale du couche ferrite à l'épaisseur désirée (0.635mm).



Figure V.2: Rodeuse automatique

V.4.1.3 Polissage-profilomètre

Le polissage est une sorte de micro-abrasion, réalisé par un disque abrasif associé à un liquide contenant des microbilles de diamètre contrôlé. La qualité du polissage et la rugosité finale de la couche dépendent d'une part de la durée du polissage et d'autre part du diamètre des microbilles, du liquide abrasif. Nous utilisons une suspension de billes de diamètre 250nm. Le matériau magnétique rodé est poli afin d'obtenir une rugosité inférieure à 100nm qui favorisera une bonne adhérence du conducteur.

Ce travail de finition est suivi d'un contrôle éventuel de rugosité effectué au Profilomètre [4].

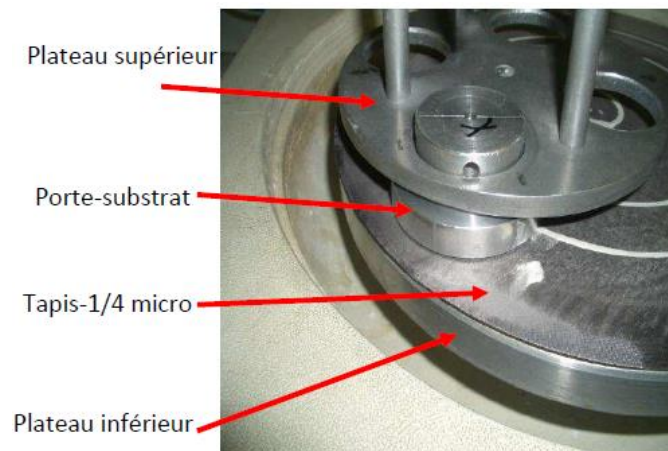


Figure V.3 : polisseuse automatique

V.4.2 Dépôt du cuivre par pulvérisation cathodique RF

Le dépôt de cuivre (plan de masse et MSRR) est réalisé par pulvérisation cathodique [5]

V.4.2.1 Plan de masse inférieur

Le dépôt de cuivre débute par la réalisation du plan de masse inférieur. Une couche de cuivre de 5 μ m est déposée sur la surface polie, par pulvérisation cathodique au laboratoire LT2C (cf. Figure IV.4). La pulvérisation est un processus d'éjection d'atomes superficiels d'une "cible" par des atomes ionisés (gaz rares tels que Ar, Xe, Kr...) et de transfert de ces atomes sur un substrat pour former une couche.

Ce processus se déroule dans une chambre à vide. On place la cible et le substrat dans l'enceinte où on y effectue un vide compris entre 10⁻⁶ et 10⁻⁷ mbar par l'intermédiaire d'une pompe à palettes en série avec une pompe turbo-moléculaire. Les atomes d'argon sont introduits dans la chambre sous vide, la pression étant alors comprise entre 10⁻³ et 10⁻¹ mbar

selon les paramètres de dépôt. Le gaz neutre utilisé est l'argon en raison de sa masse atomique élevée et de son inertie chimique (pas de réaction chimique avec d'autre élément).

Un plasma constitué d'ions d'argon et d'électrons est créé par l'application d'une tension électrique sur la cible. Les ions créés sont attirés par l'électrode polarisée négativement : la cathode où se situe la cible. L'impact avec la cible va libérer des atomes de la cible et à nouveau des électrons qui pourront ioniser d'autres atomes de gaz à leur tour. Le processus est ainsi entretenu.

L'éjection des atomes est un effet purement mécanique dû aux chocs des ions sur le matériau que l'on veut déposer. Le phénomène mis en jeu est le transfert de la quantité de mouvement. L'atome éjecté va arriver sur le substrat avec une certaine énergie lui permettant d'adhérer au substrat.

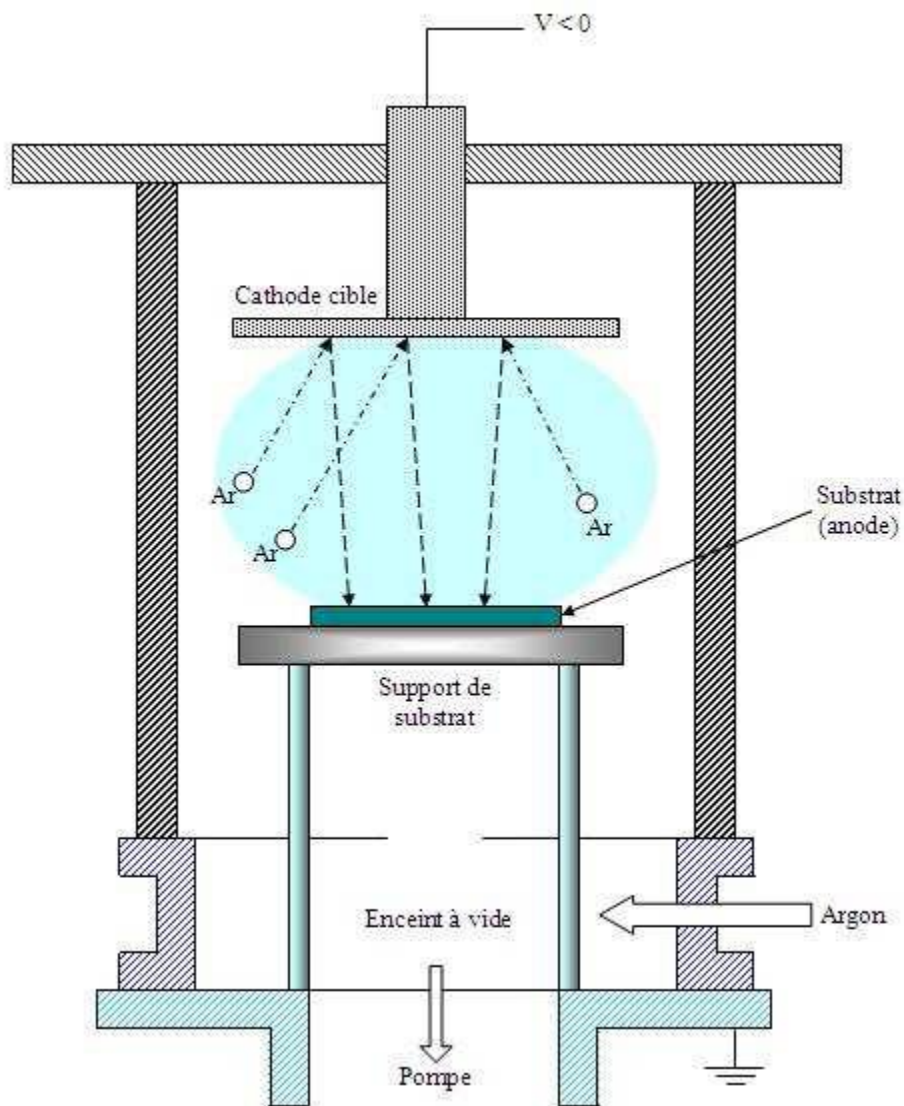


Figure V.4 : Principe de la pulvérisation cathodique

V.4.2.2 Plan supérieur

Après dépôt du plan de masse sur la face inférieure, on décolle le verre à fin de préparer la seconde face du substrat ferrite. Et afin d'assurer une rigidité mécanique suffisante pendant les manipulations, on recolle le ferrite de côté plan de masse sur un substrat de verre. Et cette fois on utilise la colle Géofix [3].

Une fois terminé, on dépose le cuivre sur l'autre face en vue de créer l'anneau résonateur microbande. Le dépôt de cuivre est toujours réalisé par pulvérisation cathodique.

V.4.5 Photolithographie

La réalisation de l'anneau résonateur microbande est obtenue par photolithographie en salle blanche (LHC).

La photolithographie est un procédé qui permet de transférer des motifs de taille micrométrique d'un masque sur un substrat. Le principe de la photolithographie est comparable à la technique utilisée en circuit imprimé sauf qu'ici, c'est plus précis et les dimensions sont encore plus petites (micrométriques). Toutes les étapes micro-technologiques commencent par la fabrication d'un masque. Le masque est constitué d'un matériau transparent vis-à-vis de la lumière et particulièrement des UV sur lequel sont gravés les motifs à transférer. Les motifs sont généralement imprimés en noir pour ne pas laisser passer les UV. Le matériau du masque dans notre cas est du plastique. On note qu'il existe des masques en quartz et en verre [6] qui sont plus chers.

V.4.5.1 Etapes de photolithographie

Les différentes étapes de photolithographie peuvent se résumer : au nettoyage des substrats, au dépôt de la résine, à sa cuisson, à l'insolation et au développement.

1- 1ère étape : Nettoyage

Le nettoyage est une étape importante car les échantillons seront pollués après toutes les opérations qu'ils ont subies. Le nettoyage permet de débarrasser de toutes les particules qui peuvent détériorer la qualité des motifs à transférer.

Ce nettoyage est réalisé avec un produit spécifique ("Substrat Cleaner Balzers") puis à l'aide d'un bain à ultrasons (10 min dans l'acétone, 10 min dans l'éthanol et 10 min dans l'eau pure).

2- 2ème étape : Etalement de la résine photosensible positive et Recuit1

Après le nettoyage, une résine photosensible est étalée sur la couche de cuivre à l'aide d'une tournette. Après étalement, la résine est séchée pendant deux minutes sur une plaque chauffante (recuit 1) à 110°C. Ce recuit permet d'éliminer (évaporer) rapidement les solvants.

3- 3ème étape : Insolation de la résine à travers le masque et Recuit2

L'échantillon recouvert de résine est installé dans une machine à insoler par contact. L'échantillon est positionné avec précision par rapport au masque sous la lampe binoculaire de la machine. Lorsque le positionnement est correct, l'échantillon est mis en contact avec le masque par aspiration, il est insolé pendant 12 secondes. La dimension du motif doit rester très supérieure à la longueur d'onde pour éviter les phénomènes de diffraction, ce qui explique pourquoi l'insolation se fait avec une lumière ultraviolette (UV). Pour activer la polymérisation de la résine, un second recuit est effectué (recuit 2) au four pendant 90s à 110°C.

4- 4ème étape : Développement de la résine insolée et recuit3

La résine exposée à la lumière UV est dissoute dans le développeur et laisse apparaître la résine non insolée. Une fois révélé, l'échantillon subit un dernier recuit (recuit 3) de 4min à 110°C. Ce dernier traitement thermique permet de densifier le réseau afin d'éviter que le perchlorure ne pénètre dans la résine pendant la gravure. Il rend également la résine mécaniquement plus résistante (ce qui évite les rayures par exemple).

V.4.6 Gravure au perchlorure de fer

La gravure a pour but d'enlever de la matière à la surface d'un substrat. On distingue deux procédés de gravure: la gravure sèche ou gravure plasma et la gravure humide ou gravure chimique. La gravure humide est la plus utilisée actuellement au sein du laboratoire LT2C. Elle consiste à tremper l'échantillon dans une solution composée de perchlorure de fer et d'eau (50%) que l'on chauffe à 30°C environ. La solution grave le substrat en dissolvant la partie du cuivre non protégée par la résine et fait apparaître le motif souhaité. Après rinçage, l'échantillon final est plongé dans un solvant (en général de l'acétone) pour dissoudre la résine durcie et faire apparaître les lignes conductrices. Puis on le rince à l'eau pour obtenir ainsi le composant final.

L'opération de gravure est suivie d'une autre opération dite étamage qui est une opération de traitement de surface qui consiste à appliquer une couche d'étain qui permet d'assurer une protection contre la corrosion, et d'offrir une bonne conductibilité électrique.

On peut résumer toutes ces étapes dans le schéma suivant :

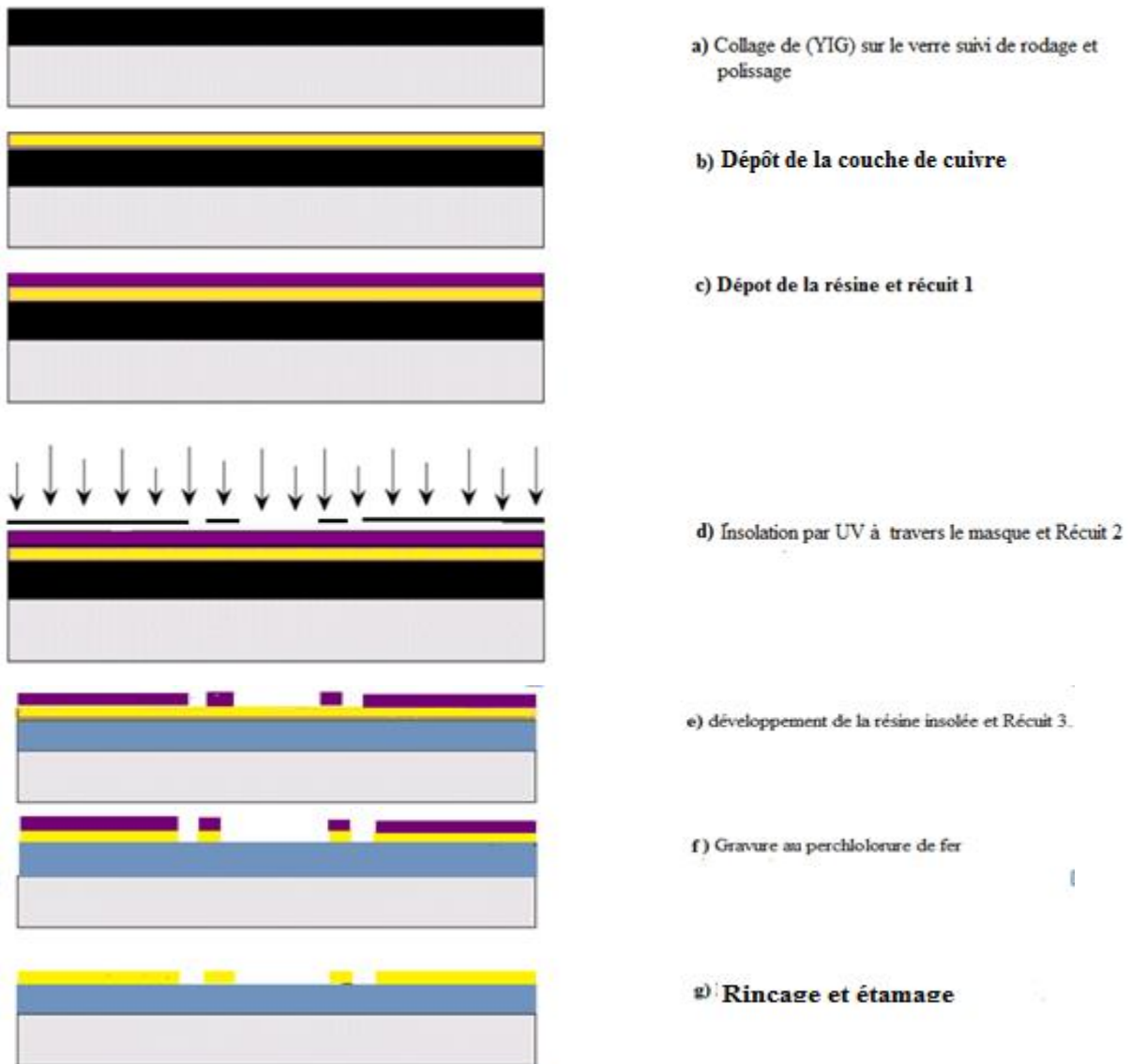


Figure V.5 : Différentes étapes pour la réalisation de MSRR sur une couche de YIG

VI.5 Aimantation

Dans notre approche théorique, on a considéré que la couche de ferrite est totalement saturée (même considération dans la simulation par HFSS) perpendiculairement à la direction de propagation.

Pour polariser les échantillons, on a besoin d'appliquer un champ magnétique externe en utilisant un aimant permanent. L'aimant utilisé est de types Néodyme-Fer-Bore (Nd-Fe-B) La valeur de champ magnétique appliqué par l'aimant est mesurée par un gauss mètre.

Cependant, connaissant les variations du champ créé par l'aimant et du facteur démagnétisant, il est possible de déterminer (on ne considérera pas le champ d'anisotropie, H_a qui est faible pour le YIG) le champ magnétique statique interne du matériau magnétique par la relation suivante:

$$H_i = H_0 - H_a - N_z M_s \quad (\text{V.1})$$

Où H_0 est le champ statique externe appliqué, N_z le coefficient de champ démagnétisant (cf. Tableau IV.4) suivant z , et M_s est l'aimantation à saturation du matériau. N_z dépend de la forme de l'échantillon.

Dans notre cas, l'échantillon de dimensions $(50 \times 25 \times 0.635 \text{ mm})$ a un facteur démagnétisant N_z environ 0.96 [7], le champ externe étant 0.48 T, l'aimantation de saturation de YIG est de 140 kA/m donc le champ interne est d'environ 247 kA.

V.6 Système de mesure hyperfréquence

Une fois les prototypes fabriqués, leur caractérisation hyperfréquence est réalisée afin de pouvoir calculer la perméabilité effective expérimentale et par suite valider notre analyse théorique expérimentalement.

Le banc de caractérisation du laboratoire LT2C est composé d'un testeur sous pointes équipé de pointes coplanaires et d'un analyseur vectoriel de réseau fonctionnant entre 40 MHz et 65 GHz (cf. Figure V.6). Les pointes de test sont coplanaires de type GSG (Ground-Signal-Ground) (cf. Figure V.7), ces pointes consistent donc en trois aiguilles parallèles dont deux, latérales, feront contact avec les plans de masse et une, centrale, fera contact avec le signal. Le calibrage employé est un calibrage OSTL (pour Open Short Through Load). Ce calibrage s'effectue à l'aide d'un substrat de calibrage coplanaire adapté à nos pointes de mesure. Il comporte en outre tous les standards dont nous avons besoin pour notre étude (court-circuit, circuit ouvert, charge adaptée et ligne de $300 \mu\text{m}$ de longueur). Ces calibrages permettent à l'analyseur de corriger les diverses erreurs de mesure notamment dues aux câbles ainsi qu'aux connecteurs.

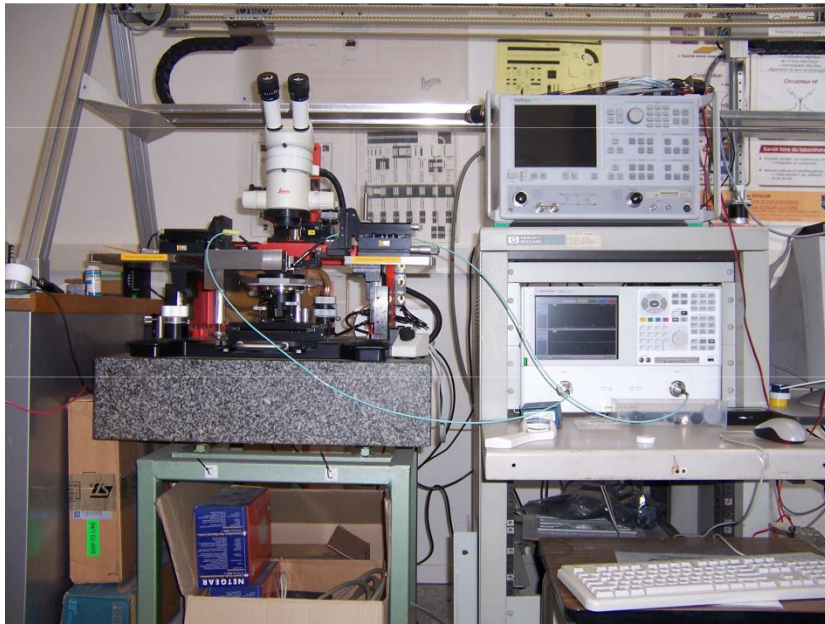


Figure V.6 : Analyseur vectoriel de réseau couplé au testeur sous pointes



Figure V.7 : Photographie d'une pointe de mesure (vue de dessus)

4.7 Réalisation des dispositifs

Après avoir réalisé les masques, et acheté des morceaux de ferrite massif, qui ont été traités comme indiqué ci-dessous, les dispositifs sont réalisés au laboratoire LT2C et sont montrés sur la figure (V.8) ci-dessous :



Figure V.8:Dispositifs du MSRR A, B et C, réalisés au labo LT2C

V.8 Résultats des mesures

Nous allons présenter dans cette partie les différents résultats de mesures effectuées sur les structures MSRR sur une couche magnétique massive de YIG(101) démagnétisée puis polarisée par un champ statique perpendiculaire de valeur $H=247$ KA.

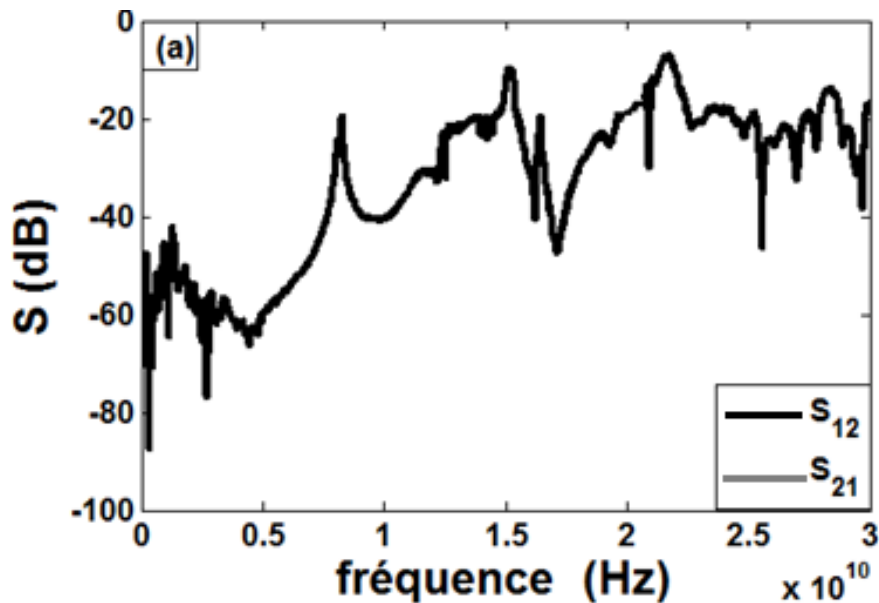
V.8.1 Mesure sur ferrite démagnétisé

Dans un premier temps, on a commencé par faire des mesures sans application de champ magnétique sur le substrat ferrite. Cette mesure permet d'évaluer l'influence du substrat magnétique sur le comportement du résonateur comme elle va nous aider à distinguer les changements que va apporter l'application du champ magnétique sur la réponse fréquentielle du MSRR. A partir de ces mesures, on peut déduire la valeur expérimentale de la perméabilité magnétique effective.

Enfin, cette étape va donner lieu à une comparaison entre les mesures expérimentales, et les résultats obtenus par analyse théorique et simulation par HFSS.

V.8.2 Confrontation mesure /théorie

La figure (V.12) montre les paramètres S mesurés par l'analyseur vectoriel pour les trois anneaux déposés sur ferrite démagnétisé :



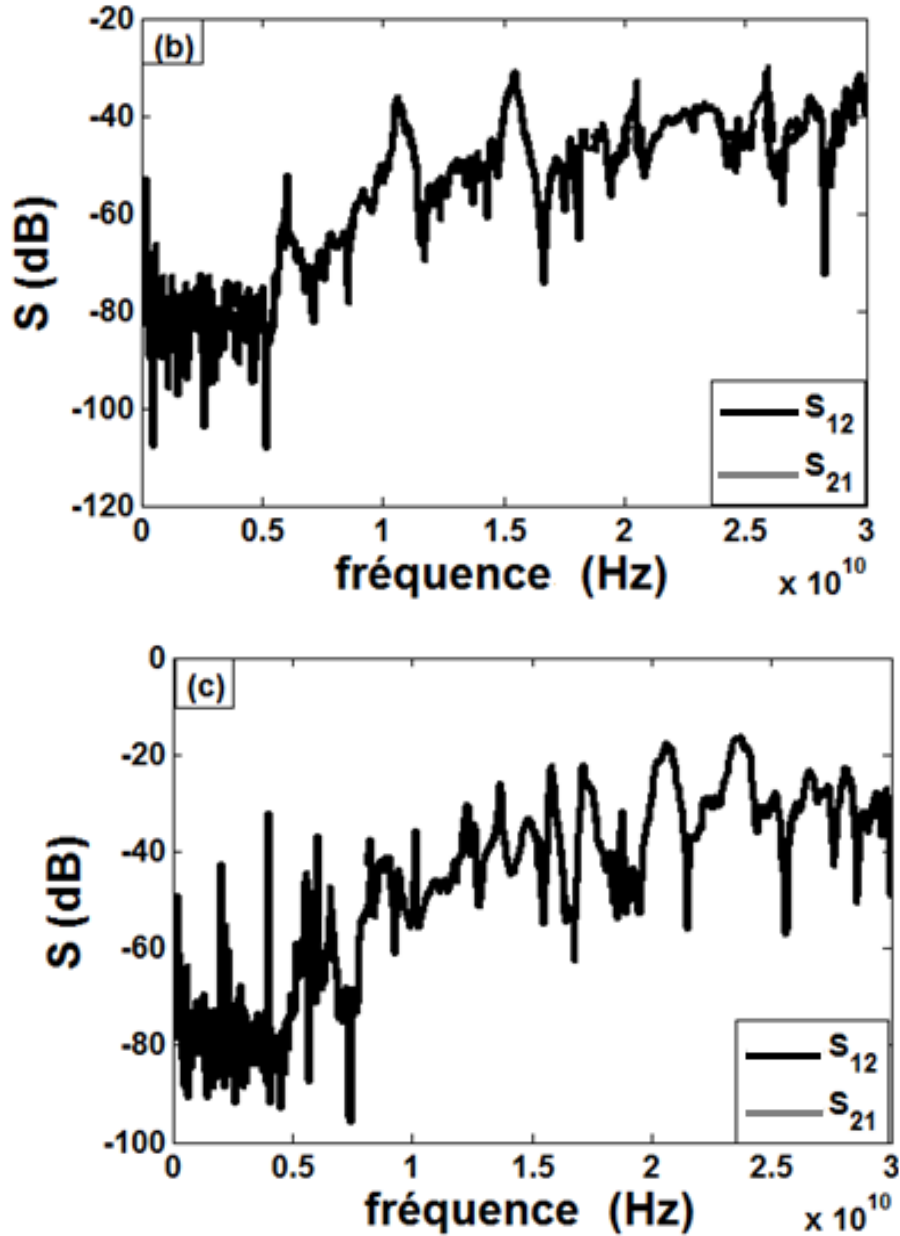


Figure V.9 : Paramètres S mesurés sans champ magnétique (a) : anneau A, (b) : anneau B, (c) : anneau c

On peut voir que les courbes ci-dessus présentent différents pics qui correspondent aux fréquences de résonance du MSRR. Les fréquences sont périodiques, ce qui prouve le caractère diélectrique de ferrite désaimanté.

Les fréquences de résonance expérimentales, théoriques et de simulation sont portées sur le tableau (V.2).

n	RING A			RING B			RING C		
	TH	SIMUL	EXP	TH	SIMUL	EXP	TH	SIMUL	EXP
1	7.87	7.9	8.2	5.33	5.3	6.0	2	2	1.99
2	15.74	15.8	15.2	10.66	10.3	10.6	4	4.1	3.99
3	23.61	22.6	21.6	15.99	15.5	15.6	6	6	6.04

Tableau V.2 : Comparaison entre les fréquences de résonance théorique, simulées et expérimentales des trois MSRRs lorsque le ferrite est démagnétisé.

Un bon accord est distingué entre les trois différents résultats à une valeur près pour les trois MSRR, ce qui reflète le bon dimensionnement et confirme notre approche théorique lorsque le champ est nul.

V.8.3 Calcul de la perméabilité effective expérimentale pour ferrite démagnétisé

Le ferrite étant démagnétisé, il se comporte comme un diélectrique, donc sa perméabilité effective théorique tend vers 1. Les perméabilités effectives expérimentales peuvent être déduites en remplaçant les fréquences de résonances expérimentales tirées des courbes de la figure (IV.9), dans la relation théorique (IV.19). Les résultats obtenus sont portés sur la figure (IV.10).

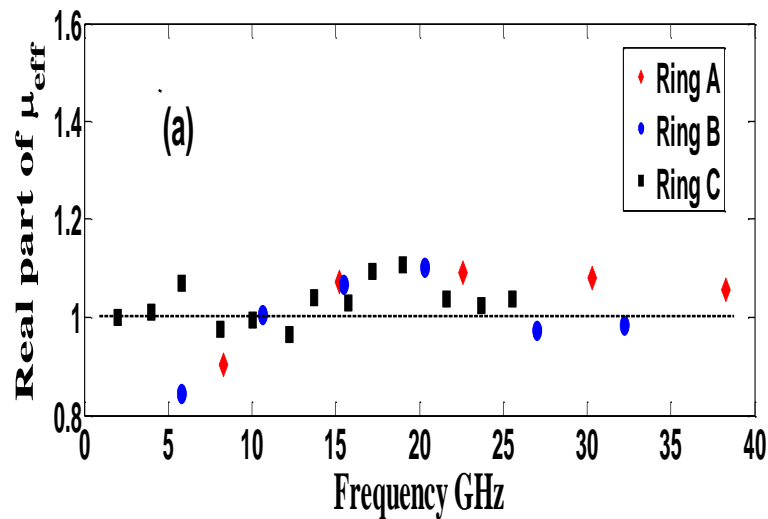


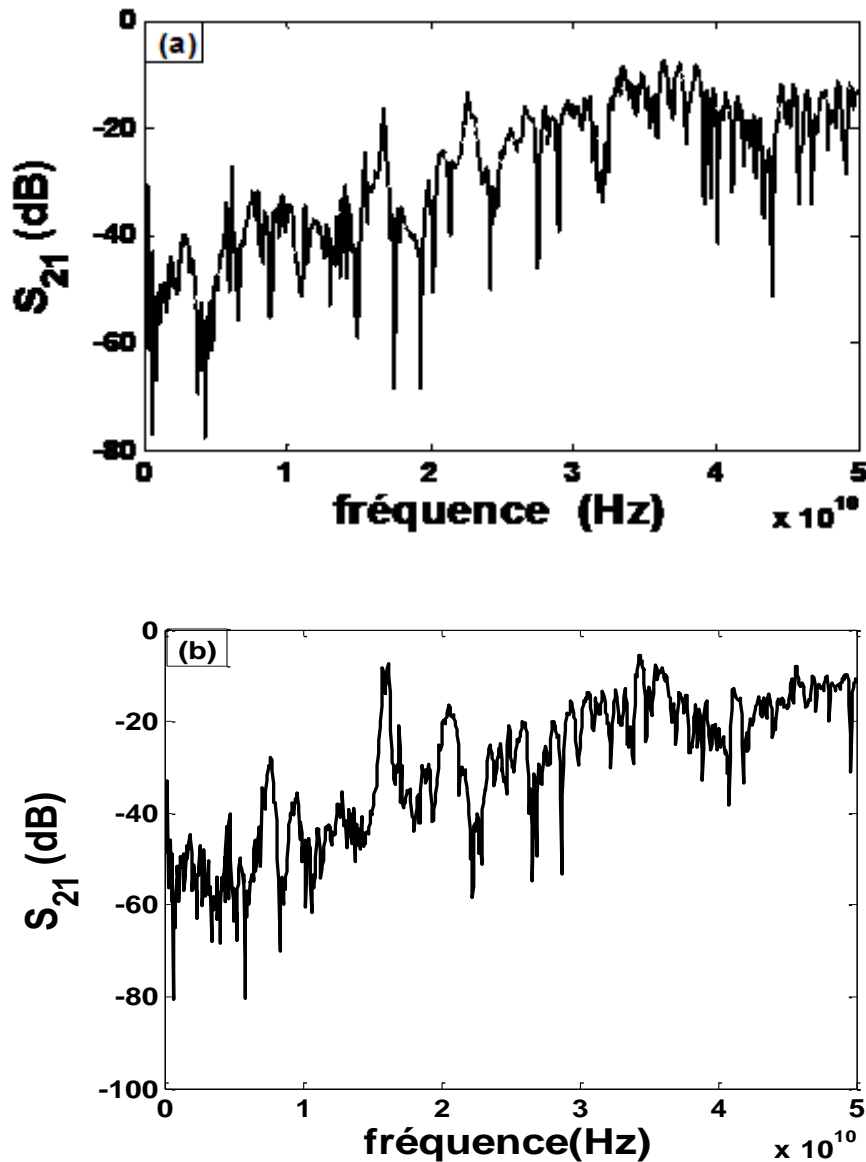
Figure V.10 :Partie réelle de la perméabilité effective pour H nul

La figure (V.10), montre que la perméabilité effective de YIG démagnétisé reste proche de 1 aux incertitudes de mesures près, ce qui confirme son comportement diélectrique lorsque le champ magnétique est nul.

V.9 Résultats de mesures d'une structure MSRR avec application de champ magnétique

Dans cette partie, on applique un champ magnétique statique aux dispositifs A, B, C, par un aimant permanent perpendiculairement à la propagation de l'onde, de valeur 0.48T ce qui donne un champ interne de 247KA/m environ, calculé à partir de la relation (V.1).

Les mesures par analyseur vectoriel des trois anneaux donnent les courbes suivantes :



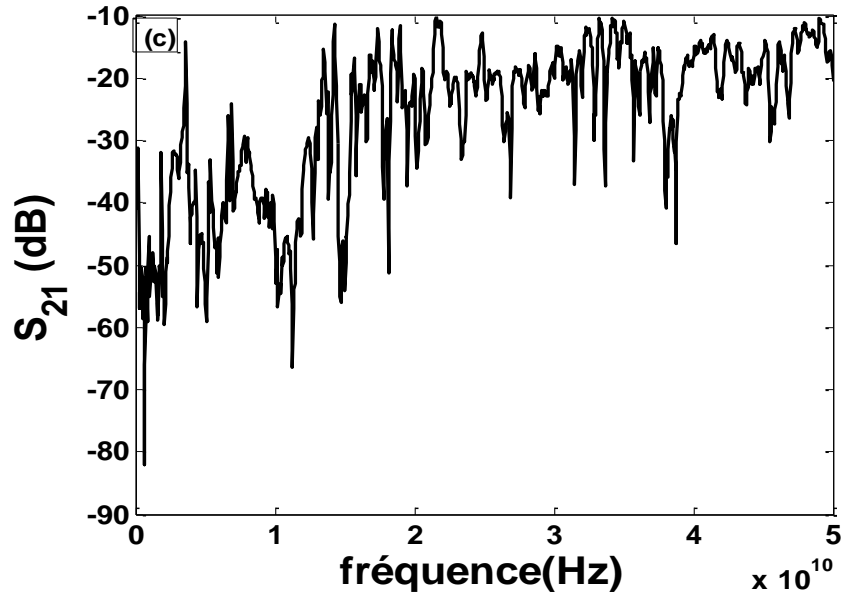


Figure V.11 : Paramètres S mesurés du MSRR soumis à un champ magnétique de 274A/m
 (a) : MSRR A ; (b) :MSRR B ; (c) : MSRR C

V.9.1 Discussions et interprétations

Les courbes de la figure (V.11) présentent des pics qui correspondent aux fréquences de résonance du MSRR déposé sur un substrat de ferrite polarisé à saturation. On comparant ces courbes aux courbes expérimentales obtenues avec un champ extérieur nul (figure (V.9)), on remarque, comme prévu, que l'application du champ a causé un décalage des pics de résonance. On remarque aussi l'apparition d'autres pics non prévus par la théorie, qui peuvent être dus aux pertes par résonance magnétique. On note que la fréquence de gyrorésonance dans notre cas vaut 11GHz ($f_r = \gamma \mu_0 H_i$). L'excitation des modes magnétostatiques peut être aussi une cause de l'apparition de pics supplémentaires.

Le but de cette partie est de valider notre approche théorique, et pour cela on compare les fréquences de résonance expérimentales déduites des courbes (figure (V.11)), avec les fréquences de résonance théoriques obtenues par la résolution de l'équation (IV.19) (cf. tableau (V. 3)).

N	RING A			RING B			RING C		
	TH	SIMUL	EXP	TH	SIMUL	EXP	TH	SIMUL	EXP
1	5.87	5.74	5.74	4.14	4.3	4.0	1.59	1.3	1.6
2	9.16	9.8	9.26	7.43	7.3	7.5	3.15	3.3	3.2
3	10.48	10.6	10.6	9.21	9.4	9.4	4.62	4.7	4.49

Tableau V. 3 : Comparaison entre les fréquences de résonance théorique, simulées et expérimentales des trois MSRR pour ferrite magnétisé (saturé).

On constate une bonne concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux. Néanmoins, on doit noter que même si toutes les fréquences théoriques des pics prévues par la relation (IV.19) pour les trois dispositifs sont présentes sur les courbes expérimentales, elles sont atténuées au voisinage de la résonance gyromagnétique et « bruitées » par des pics parasites (modes magnétostatiques ou de spins etc...). Afin de pouvoir définir les différents pics significatifs ainsi que leurs perméabilités effectives correspondantes, on a développé un petit programme Matlab se basant sur l'équation (IV.19) et dont l'organigramme est donné ci-dessus.

Le bon accord entre les différents résultats théoriques, de simulation et expérimentaux confirme notre analyse théorique.

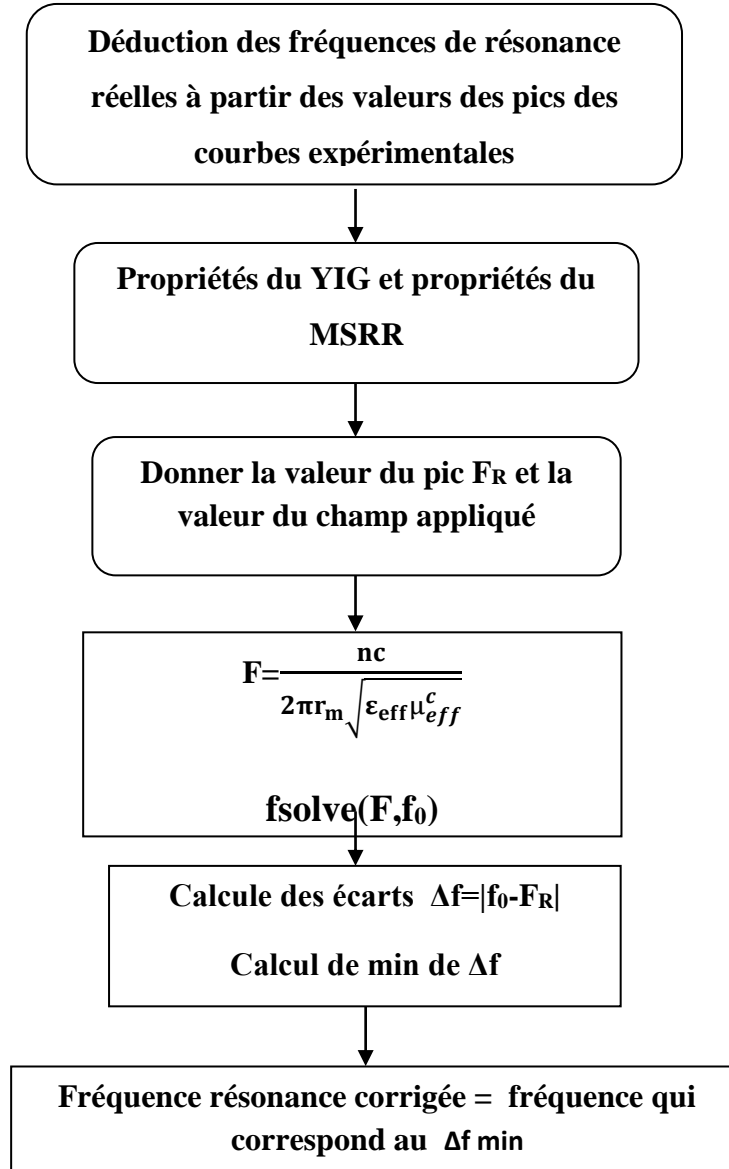


Figure V.12 : Organigramme du calcul des perméabilités effectives à partir du (IV.19)

Les fréquences expérimentales obtenues sont utilisées pour calculer la perméabilité effective du ferrite saturé. Afin de permettre une bonne concrétisation de la comparaison entre nos résultats théoriques et les résultats expérimentaux, nous avons porté les perméabilités effectives expérimentales sur la courbe de Polder de perméabilité effective calculée dans les mêmes conditions que celles prises expérimentalement ($M_s = 140 \text{KA/m}$ et $H_i = 247 \text{KA/m}$).

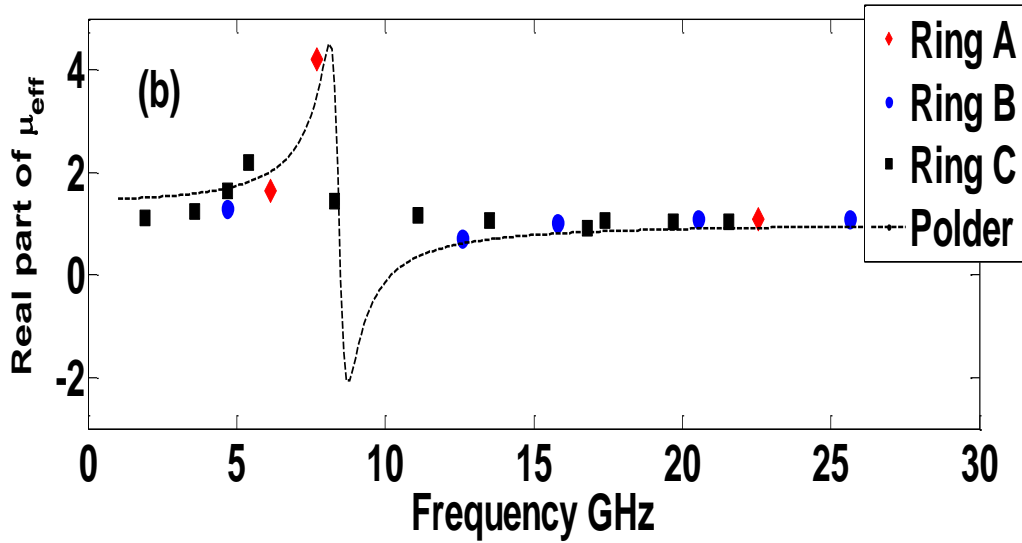


Figure V.13 : Partie réelle de la perméabilité effective pour $H= 247\text{KA/m}$, lissé par la courbe de polder

La figure (V.13), montre clairement que les valeurs de la perméabilité effective expérimentales sont proches de celles données par la courbe de polder. Une bonne concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux est observée. Ceci valide notre approche théorique.

On peut noter aussi, que plus le rayon de l'anneau est grand, plus on a de points de fréquences mesurables.

V.10 Conclusion

La partie expérimentale a montré que la technique de MSRR est une méthode de caractérisation simple en raison de la facilité de la réalisation de la cellule de mesure, et de la simplicité de la déduction des résultats sans analyse théorique compliquée.

Toutefois, la lisibilité des courbes est parfois difficile en raison de l'atténuation dans la bande de résonance gyromagnétique et de l'apparition de pics supplémentaires. Grâce à un petit programme qui utilise la relation déduite de l'analyse théorique nous avons pu extraire les valeurs significatives des fréquences de résonance. Cet outil devra être amélioré de manière à caractériser n'importe quel ferrite dans n'importe quel état d'aimantation, sans faire d'hypothèse sur un modèle de matériau.

Dans notre cas où le ferrite est saturé et le modèle de Polder est applicable. On peut observer que les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les résultats théoriques, et que parfois la concordance entre nos résultats et l'expérience est meilleure que celle de la simulation. On note aussi que plus le rayon est grand plus on a de résultats, avec cependant dans ce cas, le risque de ne pas détecter toutes les fréquences de résonance.

En conclusion, pour les matériaux magnétiques présentant de fortes pertes dans la bande gyromagnétique, la détermination des pics de résonance devient plus difficile et les valeurs de perméabilité deviennent moins précises mais néanmoins mesurables. Nous avons ainsi atteint l'objectif cette thèse qui consistait à montrer la faisabilité de cette méthode de caractérisation pour déterminer la perméabilité effective des ferrites.

On peut envisager de déterminer également les pertes ou la partie imaginaire de la perméabilité effective. Il faut pour cela affiner les mesures et déterminer le facteur de qualité pour chaque fréquence de résonance. Cependant l'obtention des pertes du matériau exige, par un traitement plus complexe, d'estimer et de soustraire les pertes métallique et par rayonnement de la structure.

Références

- [V.1] D. ARNAUD. "*Propriétés du cuivre et de ses alliages*", technique de l'ingénieur, M4640, 1985.
- [V.2] www.temex-ceramics.com/site/fichiers/TEM01_Ferrite.pdf
- [V.3] escil catalogue des consommables, T.05.2011.
- [V.4] R. Fontaine, "*Analyse des surfaces. Couches superficielles et profils de concentration*", technique de l'ingénieur, P3795, 1980;
- [V.5] Bernard Bayard, "*Contribution au développement de composants passifs magnétiques pour l'électronique hyperfréquence*", thèse de doctorat, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, 2000.
- [V.6] S.M. Size, "*VLSI Technology*", 1er édition, McGraw-Hill International Editions, 1983.
- [V.7] Amikam Aharoni, "*Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms*", Journal Of Applied Physics Volume 83, Number 6, 1998.

Conclusion Générale

CONCLUSION GENERALE

L'objectif principal de cette thèse était de caractériser les ferrites en utilisant un résonateur microbande en anneau, dispositif simple à réaliser et qui a été utilisé avec succès dans la caractérisation des diélectriques.

Pour cela, il a fallu développer une analyse théorique modélisant le MSRR sur ferrite massif aimanté à saturation. Cette analyse a abouti à une relation théorique reliant les fréquences de résonance du MSRR avec la perméabilité effective du matériau ferrite.

Les perméabilités effectives obtenues ont pu être comparées avec celles données par le modèle de Polder.

Une analyse numérique avec le logiciel HFSS, a été effectuée afin de valider les résultats théoriques et a été aussi utilisée pour concevoir et réaliser les prototypes MSRRs. Les résultats obtenus par simulation ont montré une très bonne concordance dans le cas de ferrite désaimanté et on a pu ainsi déduire la permittivité diélectrique avec précision. Pour les ferrites saturés, les résultats étaient aussi en bon accord avec la théorie même si dans la bande de gyrorésonance, il s'est avéré difficile d'extraire la valeur des fréquences de résonance à partir des courbes simulées.

Une étude paramétrique a été réalisée et a permis d'obtenir le bon dimensionnement des prototypes MSRRs utilisés pour la fabrication et la validation expérimentale.

La réalisation des anneaux résonateurs microbandes sur couche de ferrites massifs, a été effectuée au sein du laboratoire Claude Chapée à Saint-Etienne (LT2C). Ces structures réalisées ont été mesurées avec un analyseur vectoriel (toujours au laboratoire LT2C) qui donne la variation des paramètres S en fonction de la fréquence.

Les résultats de mesure pour ferrite désaimanté ont été en très bon accord avec les résultats théoriques et numériques. Pour les résultats expérimentaux des ferrites saturés, un large accord entre résultats théoriques et numériques a été observé malgré l'atténuation de la transmission dans la bande gyrorésonance, comme cela avait été prévu en simulation, et l'apparition de pics supplémentaires. Le « filtrage » des pics significatifs a été réalisé par un programme développé sous Matlab pour différencier les pics de résonance de l'anneau des pics parasites.

En conséquence, nous avons démontré par le biais de cette étude, la faisabilité de la caractérisation des ferrites avec l'anneau résonateur microbande qui présente l'avantage

CONCLUSION GENERALE

d'avoir une cellule de mesure simple à réaliser comparé à d'autres méthodes, et une relation théorique assez simple pour extraire la perméabilité effective du matériau ferrite. Cependant, nous avons montré que cette méthode devient moins précise pour les matériaux à fortes pertes particulièrement situées dans la bande de résonance gyromagnétique.

Une analyse plus approfondie permettra de développer le calcul théorique afin de permettre la détermination des éléments de tenseur de perméabilité à saturation ou partiellement aimanté.

Il sera intéressant, entre autre, d'envisager la caractérisation électromagnétique des couches minces ferrimagnétiques aimantées par la cellule MSRR. Cette étude pourra être complétée par la détermination des facteurs de qualité pour chaque mode de résonance afin de pouvoir extraire les pertes du matériau.

Annexes

Annexe I : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

1. ANALYSEURS VECTORIELS DE RESEAUX

Les analyseurs vectoriels de réseaux sont utilisés afin de procéder aux mesures sur les lignes coplanaires (caractérisation magnétique des couches minces). Deux analyseurs vectoriels de réseaux sont disponibles au laboratoire LT2C. Ils sont utilisés pour pouvoir extraire les paramètres « S » des dispositifs sous test. Ce sont l'Anritsu 37397A et l'Agilent N5230A.



Fig 1. Analyseur vectoriel de réseaux Anritsu 37397A

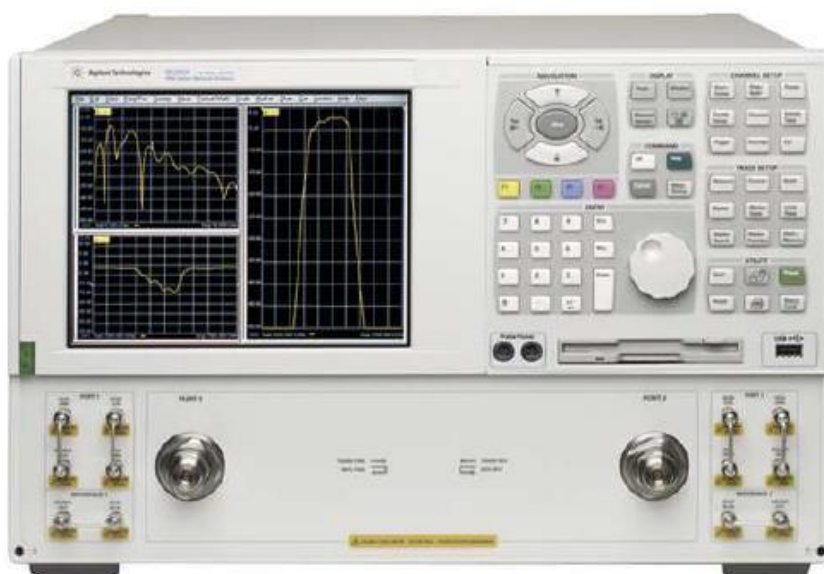


Fig 2. Analyseur vectoriel de réseaux Agilent N5230A.

L'analyseur de réseau utilisé dans notre travail est Anritsu (37397A) associé à un testeur sous pointes (Fig. 3). La bande passante de l'ensemble est comprise entre 40 MHz et 65 GHz.

2. TESTEUR SOUS POINTES

C'est un appareil de précision utilisé afin de positionner de façon précise des éléments de connectique (les pointes) sur les dispositifs électroniques en technologie coplanaire entre autres.



Fig 3. *Testeur sous pointes.*

Les pointes servent d'interface de connexion entre la technologie coaxiale des câbles et la technologie coplanaire des dispositifs sous test (cellule de mesure). Il est placé sur un marbre afin d'atténuer les vibrations qui pourraient fausser les mesures. Le modèle des pointes utilisé pour nos mesures est le « **PM5 de Süss Microtec** ». Il est composé de diverses parties dont certaines sont mobiles : - **Les pointes de mesure** : C'est l'élément important du testeur sous pointes « Süss Zprobe 50 A3N 500 GSG ». Leur impédance est de 50Ω , leur écartement est de $500\mu\text{m}$. Ces pointes peuvent fonctionner jusqu'à 50GHz. Au-delà de cette limite, toute mesure est sujette à caution et perd en fiabilité. - **La partie centrale du socle** : soutient la platine, qui est mobile, sur laquelle sera posé l'échantillon à mesurer. - **Deux plateaux latéraux** supportant les pointes font aussi parties des parties mobiles. Ces plateaux peuvent se

mouvoir dans les trois directions à l'aide des vis micrométriques qui leur sont rattachées. Il est possible de rajouter un bras supplémentaires sur l'un de ces deux plateaux afin de mesurer des éléments à trois ports tels que les circulateurs.

Une binoculaire (LEICA MZ6) est jointe au testeur sous pointes afin d'une part, de visualiser le dispositif sous test ainsi que les pointes et d'autre part, de s'assurer que les pointes soient bien en contact avec la ligne coplanaire. Et par conséquent l'acquisition des paramètres S à l'aide de l'analyseur vectoriel de réseaux. Cette binoculaire peut se mouvoir dans les deux directions dans un plan parallèle à la base du socle du testeur sous pointe.

3. LE PRINCIPE D'UN ANALYSEUR DE RESEAU VECTORIEL

Le principe d'un analyseur de réseau vectoriel (Fig. 4) consiste à exciter le Dispositif Sous Test (DST) par un de ses accès à l'aide d'un signal sinusoïdal d'amplitude constante et de fréquence lentement variable, puis à mesurer les signaux réfléchis et transmis (module et phase) par le DST.

En excitant successivement tous les accès, on obtient les termes de la matrice de dispersion « S » du DST en fonction de la fréquence. Le système permet de diriger l'excitation du port 1 vers le port 2, puis du port 2 vers le port 1, afin de pouvoir mesurer successivement les paramètres S11 et S21 puis S22 et S12 sans avoir à retourner physiquement le DST. Lorsque l'un des deux ports est excité, le système doit séparer le signal en deux parties. La première partie est destinée à la voie de test et constitue la source pour le DST. La deuxième partie sert de signal de référence auquel sont comparés le signal réfléchi et le signal transmis par le DST.

A Source RF Signal de référence Signal incident Signal transmis DST (Dispositif Sous Test)
Signal réfléchi SEPARATION DES SIGNAUX B

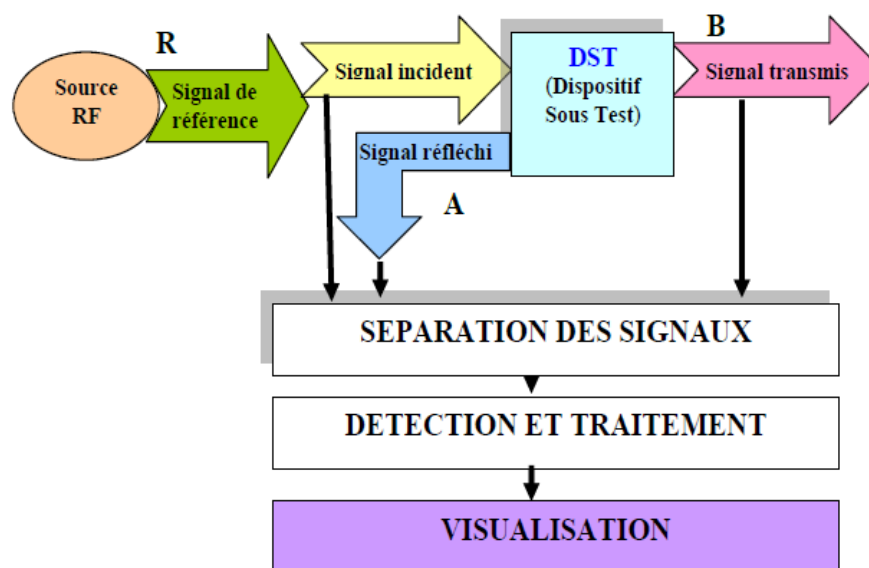


Fig. 4 Schéma de principe d'un analyseur de réseaux vectoriel.

La mesure des paramètres « S » est représentée aux figures suivantes (Fig.5 et Fig .6).

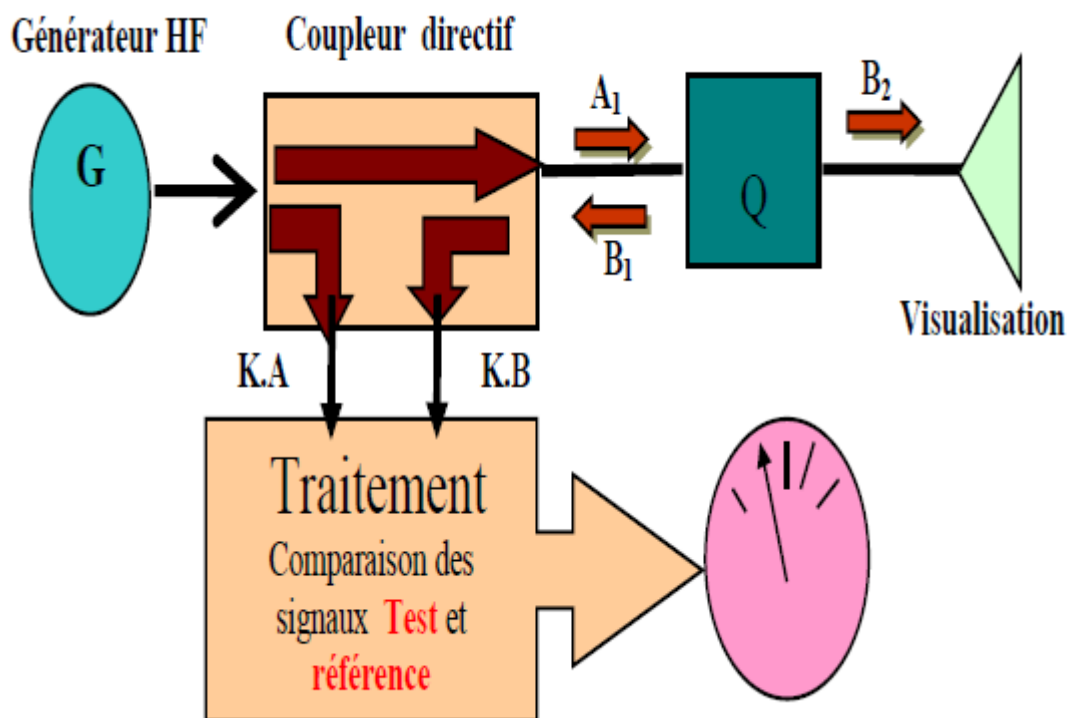


Fig. 5 Mesure de S_{11} ou de S_{22} .

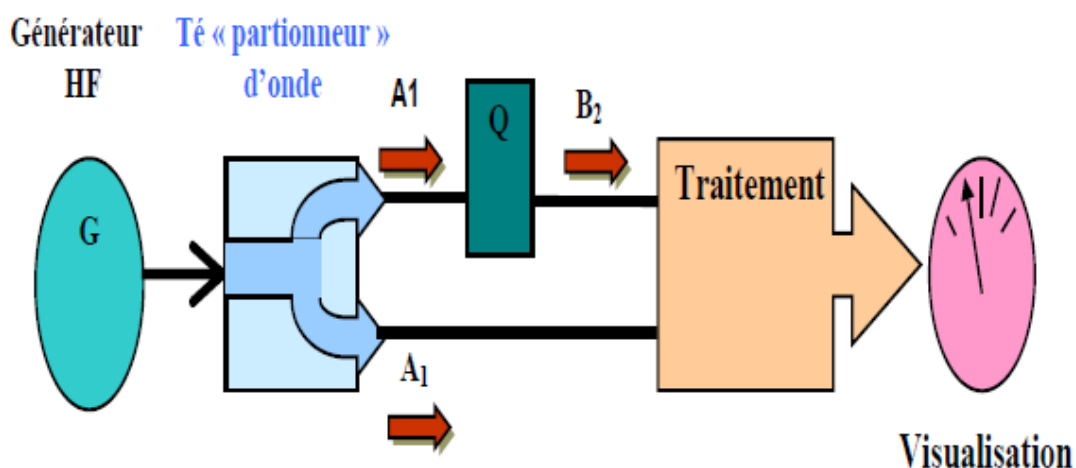


Fig. 6 *Mesure de S_{12} ou de S_{21}*

Les câbles véhiculent le signal issu d'un port vers le DST et réciproquement. Ils sont généralement conçus en structure coaxiale choisie pour sa facilité d'utilisation. Un "bon" câble doit avoir une bande passante supérieure à celle étudiée, il doit aussi présenter une bonne stabilité en température, résistivité au vieillissement et aux chocs. Ses caractéristiques électriques doivent de plus être insensibles aux contraintes mécaniques (torsion, flexion...etc.). De bonnes caractéristiques sont importantes pour la reproductivité des mesures. C'est pourquoi on trouve diverses qualités de câbles coaxiaux: des câbles semi rigides présentant une grande stabilité mais supportant peu les déformations et des câbles souples de stabilité moyenne.

4. MODELISATION DES ERREURS

On distingue deux types d'erreurs, les erreurs systématiques et les erreurs aléatoires.

4.1 ERREURS ALEATOIRE

Ce sont des erreurs de mesure non répétables. Elles sont essentiellement liées au bruit, aux dérives, à l'opérateur et à divers changements physiques entre les mesures. Une erreur classique, peut-être la plus gênante, et la non répétabilité des connections notamment au niveau du serrage des connecteurs. Ces erreurs sont difficiles à évaluer et sont considérées comme négligeables devant les erreurs systématiques.

4.2 ERREURS SYSTEMATIQUES

Ce sont des erreurs reproductibles, elles peuvent donc être évaluées et corrigées. Elles sont répertoriées selon leur nature physique:

- **Erreur de directivité:** elle provient de l'imperfection des dispositifs utilisés pour séparer les signaux incidents des signaux réfléchis
- **Erreur de désadaptation de sortie du générateur:** une partie de l'onde réfléchi par le DST vers la source est renvoyée par celle-ci.
- **Erreur de désadaptation de la charge terminale:** une partie de l'onde transmise par le DST vers la charge est renvoyée par celle-ci.
- **Erreur de poursuite (tracking):** elle est due à la différence de chemin entre les signaux de test (externe) et les signaux de référence (interne). Elle dépend fortement de la qualité des câbles.
- **Erreur due à la dissymétrie** du commutateur qui dirige le signal issu du générateur vers l'un ou l'autre des ports.
- **Erreur d'isolation:** elle est due au couplage entre les deux voies du commutateur de port. Toutes les erreurs systématiques peuvent être à priori corrigées. Mais il faut pour cela choisir un modèle traduisant au mieux le comportement du banc de mesure. Un modèle plus complet, donc plus complexe, implique des temps de calculs plus importants et un nombre plus élevé de mesures d'étalonnage.

4.3 MODELE A DOUZE TERMES D'ERREURS

C'est le modèle le plus proche physiquement du système car il prend en compte toutes les erreurs systématiques décrites précédemment. Pour un système bidirectionnel à deux ports de test, le modèle complet est divisé en deux parties : Un modèle pour la transmission directe (suffixe F) et un modèle pour la transmission inverse (suffixe R). La figure (Fig. 7) représente les deux graphes de fluence correspondant au modèle, le premier (Fig. 7 (a)) pour le sens direct et le second (Fig. 7(b)) pour le sens inverse, avec les notations suivantes : - EX, ED: erreurs d'isolation et de directivité. - ES, EL : erreurs de désadaptation de source et de charge. - ET, ER: erreurs en transmission et en réflexion. - Sij: paramètres intrinsèques du DST.

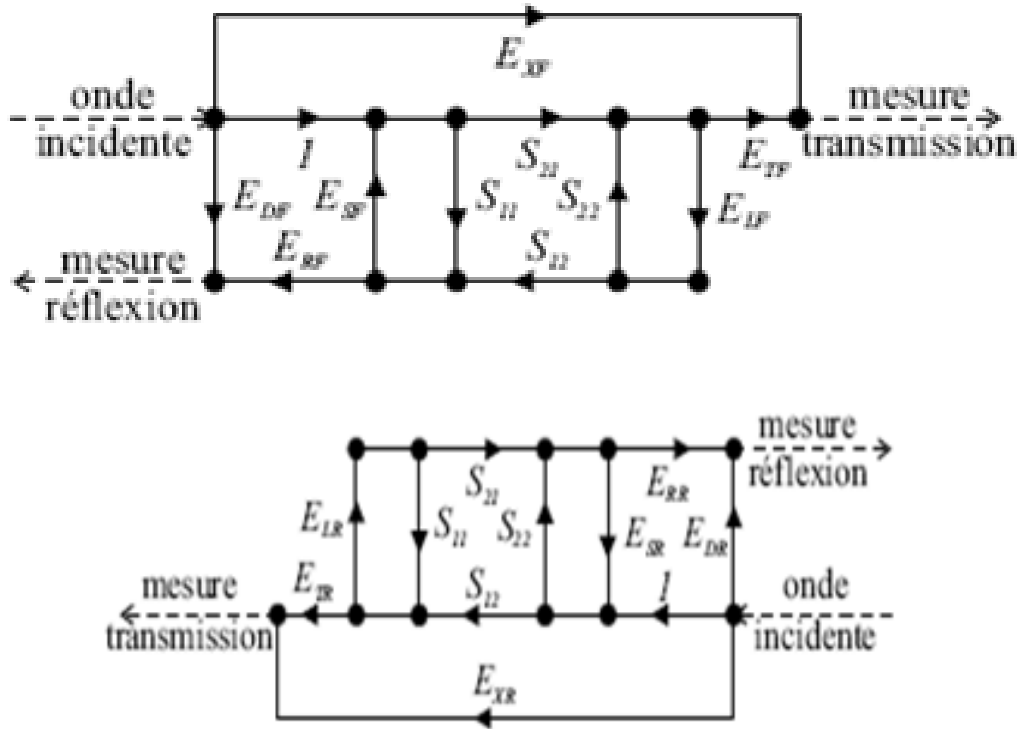


Fig. 7 Modèle à douze termes d'erreurs ((a) Modèle Forward, (b) Modèle Reverse).

Ce modèle, de conception rigoureuse, est très précis, mais nécessite un traitement mathématique complexe pour la correction. Il s'est de plus généralisé pour des dispositifs de type coaxial ou guide d'onde alors qu'il n'est pas adapté aux dispositifs non insérables (planaires par exemple).

4.4 MODELE A HUIT TERMES D'ERREURS

Cette modélisation consiste à représenter les défauts des ports et des accès de chaque côté du DST par deux quadripôles d'erreurs (Fig. 8). Elle comprend quatre termes « e_{ij} » par accès, soit au total huit termes d'erreurs inconnus. Mais elle ne prend pas en compte les erreurs d'isolation

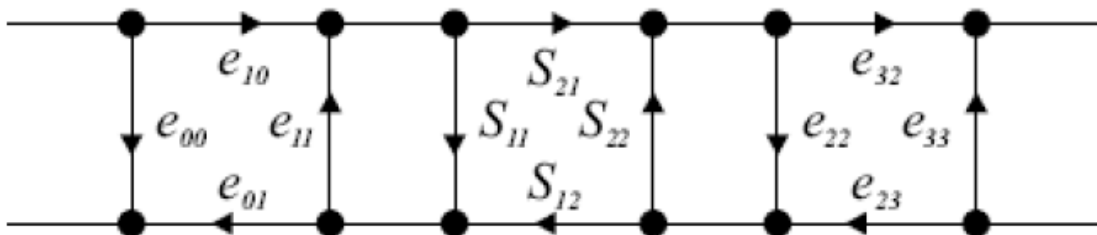


Fig. 8 Modèle à huit termes d'erreurs.

4.5 MODELE A DIX TERMES D'ERREURS C'est une extension du modèle à huit termes auquel on ajoute deux termes supplémentaires intégrant les erreurs d'isolation qui ne sont pas négligeables lors de mesures sous pointes.

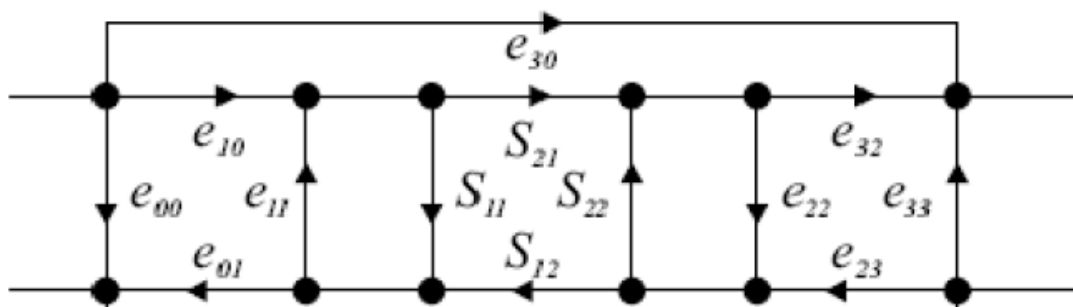


Fig. 9 Modèle à dix termes d'erreurs.

5. CALIBRAGE

L'objectif de la procédure de calibrage est d'obtenir un système de mesure corrigé à partir d'un DST en s'affranchissant des erreurs introduites par le banc de mesure. D'une manière générale, le calibrage consiste à mesurer des dispositifs particuliers connus (standards ou étalons), afin d'acquérir suffisamment d'informations pour permettre le calcul des termes d'erreurs du modèle choisi. On obtient ainsi une relation directe entre les paramètres intrinsèques du DST et les paramètres mesurés par l'analyseur de réseaux.

5.1 CALIBRAGE OSTL (Open-Short-Thru-Load)

C'est la procédure traditionnelle qui est basée sur le modèle à douze termes d'erreurs. Ce calibrage nécessite quatre standards: - **un circuit ouvert (open)** - **un court circuit (short)** - **une charge parfaitement connue (load)** - **une transmission directe parfaite (thru)**. Cette procédure donne de bons résultats avec des standards en structures coaxiales ou guide d'onde. Ceci n'est pas le cas pour toutes les structures planaires où les standards peuvent être plus difficiles à réaliser.

5.2 CALIBRAGE OST (Open-Short-Thru) et OSL (Open-Short-Line) Ce sont des procédures dérivées de l'OSTL qui utilisent le modèle à huit termes d'erreurs. Ceci a entraîné la réduction du nombre de standards de quatre à trois. Le standard « **Load** » est éliminé à

cause de la difficulté de sa réalisation. Mais le standard « **Thru** » doit être parfaitement connu ainsi que la qualité du «court-circuit et celle du circuit ouvert.

5.3 AUTO-CALIBRAGE TSD (Thru-Short-Delay)

Le terme « auto calibrage » indique que les standards utilisés pour l'évaluation des erreurs systématiques peuvent n'être que partiellement connus. Ceci résulte de l'obtention d'un nombre d'équations supérieur au nombre de termes d'erreurs. La possibilité d'utiliser des standards inconnus permet de calibrer des systèmes complexes tels que les dispositifs planaires. Le calibrage **TSD** constitue la base de toutes les procédures d'auto calibrage. Il utilise le modèle à huit termes et nécessite trois standards. Il permet d'ignorer les caractéristiques du standard **Delay (Line)** ainsi que la longueur du standard **Thru** (si elle n'est pas nulle). Mais elle impose la connaissance du standard **Short**, condition pénalisante car il est difficile de concevoir un court-circuit connu avec précision.

5.4 AUTO-CALIBRAGE TRL (Thru Reflect Line)

C'est une procédure de calibrage appliquée aux dispositifs à deux ports. Elle consiste à représenter les défauts des ports et des accès de chaque côté du DST par deux quadripôles d'erreurs (Fig. 10). Dans sa version initiale, elle utilise un modèle à huit termes d'erreurs, c'est

la méthode la plus utilisée et la plus performante pour corriger les mesures de dispositifs non insérables tels que les structures planaires.

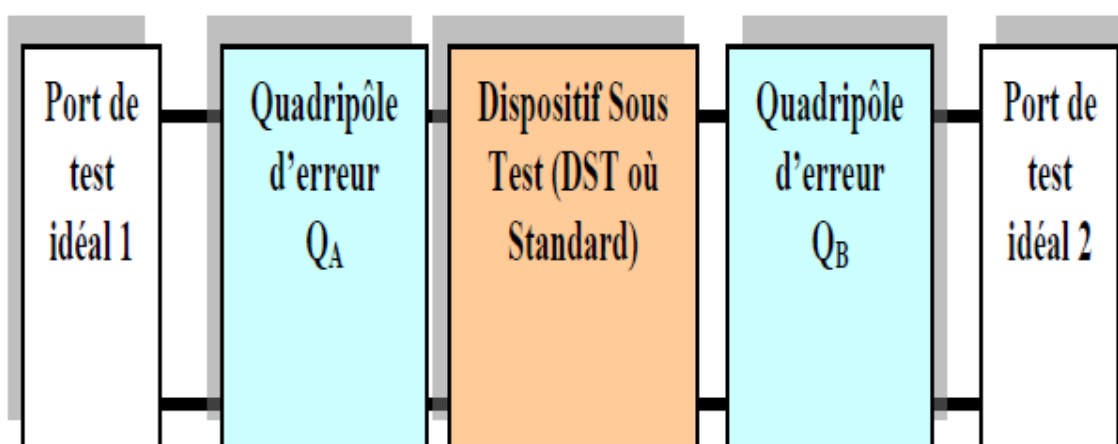


Fig. 10 Modélisation de la procédure TRL.

Les huit équations nécessaires à la détermination des huit paramètres d'erreurs sont obtenues à l'issue des trois étapes de mesure des standards de calibrage: - **Thru**: c'est la connexion des deux ports d'accès au DST, soit directement, soit à travers une ligne de transmission courte. - **Line**: on insère une ligne de transmission entre les deux ports d'accès. - **Reflect**: on connecte dans ce cas des dispositifs à fort coefficient de réflexion identiques sur chacun des ports. La mesure des trois standards donne dix équations indépendantes pour huit inconnues. Il y a plus d'équations que d'inconnues. Deux des paramètres caractérisant les standards peuvent être déterminés. En général, ces deux paramètres sont l'exposant de propagation du standard **Line** et le coefficient de réflexion du standard **Reflect**. En conclusion, cette méthode n'impose pas la connaissance du standard **Line** (qui doit tout de même être une ligne à retard pure sans réflexion), ni celle du standard **Reflect** (c'est là un grand avantage par rapport aux autres méthodes car les coefficients de réflexion sont difficiles à gérer). Mais en contrepartie, le standard **Thru** doit correspondre à une connexion physique directe des deux accès de manière stricte. Or pour des dispositifs planaires, des lignes d'accès sont utilisées pour effectuer la transition entre la structure coaxiale et la structure planaire. Celles-ci introduisent des erreurs qui ne sont pas prises en compte si la mesure **Thru** est faite directement au niveau des câbles coaxiaux.

5.5 CALIBRAGE LRL

Afin de remédier au problème du standard **Thru** pour des structures non insérables, celui-ci est remplacé par une ligne de transmission appelée « Line Court » pour la distinguer de la ligne « Line Long » du standard **Line**. On parle alors de calibrage **LRL**. Le principal inconvénient de cette modification est la nécessité de connaître avec précision l'exposant de propagation du standard Line Court et sa longueur.

5.6 CALIBRAGE imparfait

La procédure de calibrage permet de corriger les mesures issues d'une instrumentation à priori imparfaite. Seules subsistent les erreurs aléatoires. Mais la méthode est basée sur des hypothèses qui ne sont pas toujours vérifiées: - Les quadripôles d'erreur QA et QB doivent rester identiques lors des étapes de mesure des standards et du DST. - Le standard **Refl** doit avoir le même coefficient de réflexion sur les deux ports. - Les standards **Thru** et **Line** doivent être des lignes parfaites (ni atténuation, ni réflexion). - Les standards et le DST doivent posséder les mêmes caractéristiques électriques (γ , Z_c). Pour déterminer l'influence

des imperfections des standards, la notion de calibrage imparfait a été introduite. Le calibrage imparfait est défini comme un calibrage qui utilise des standards dont les caractéristiques électriques (γ , Z_c) sont distinctes. Le concept de calibrage imparfait implique l'existence d'erreurs systématiques non totalement corrigées. Celles-ci sont dénommées erreurs systématiques résiduelles: - Les erreurs résiduelles en transmission sont très faibles devant les erreurs en réflexion. - Le standard **Reflect** n'a pas d'influence sur la qualité du calibrage si la condition de symétrie du standard est respectée. Cette condition peut être satisfaite en pratique en connectant successivement le même dispositif **Reflect** de type un-port sur chaque accès ou en supprimant les standards (accès " en l'air"). - Si les impédances caractéristiques des deux standards **Thru** et **Line** sont très proches, alors l'ensemble des erreurs résiduelles est fortement réduit.

- Il est très important d'éviter les domaines de fréquences où l'écart de longueur entre les standards **Thru** et **Line** correspond à une phase multiple de 180° . On observe alors des divergences très importantes. Ces fréquences sont appelées fréquences de résonance d'excès de ligne. - La largeur de la bande interdite (exprimée en degrés) autour des fréquences de résonance est en général fixée à 20° . En réalité, un contrôle soigné de l'impédance standards ($\Delta Z/Z < 1\%$) permet de réduire cette largeur à 5° pour une erreur inférieure à 0.05 dB (20° correspondant à $\Delta Z/Z = 4\%$).

6. MESURE DE LIGNES

6.1 Ligne 50 Ω

Les paramètres corrigés d'une ligne de transmission d'impédance 50 Ω sont représentés en figures (Fig.11(a)-(b)), les paramètres de réflexion sont faibles (inférieurs à -70 dB). Les paramètres de transmission S12 et S21 sont proches de 0 dB, l'erreur constatée est de 0.006 dB.

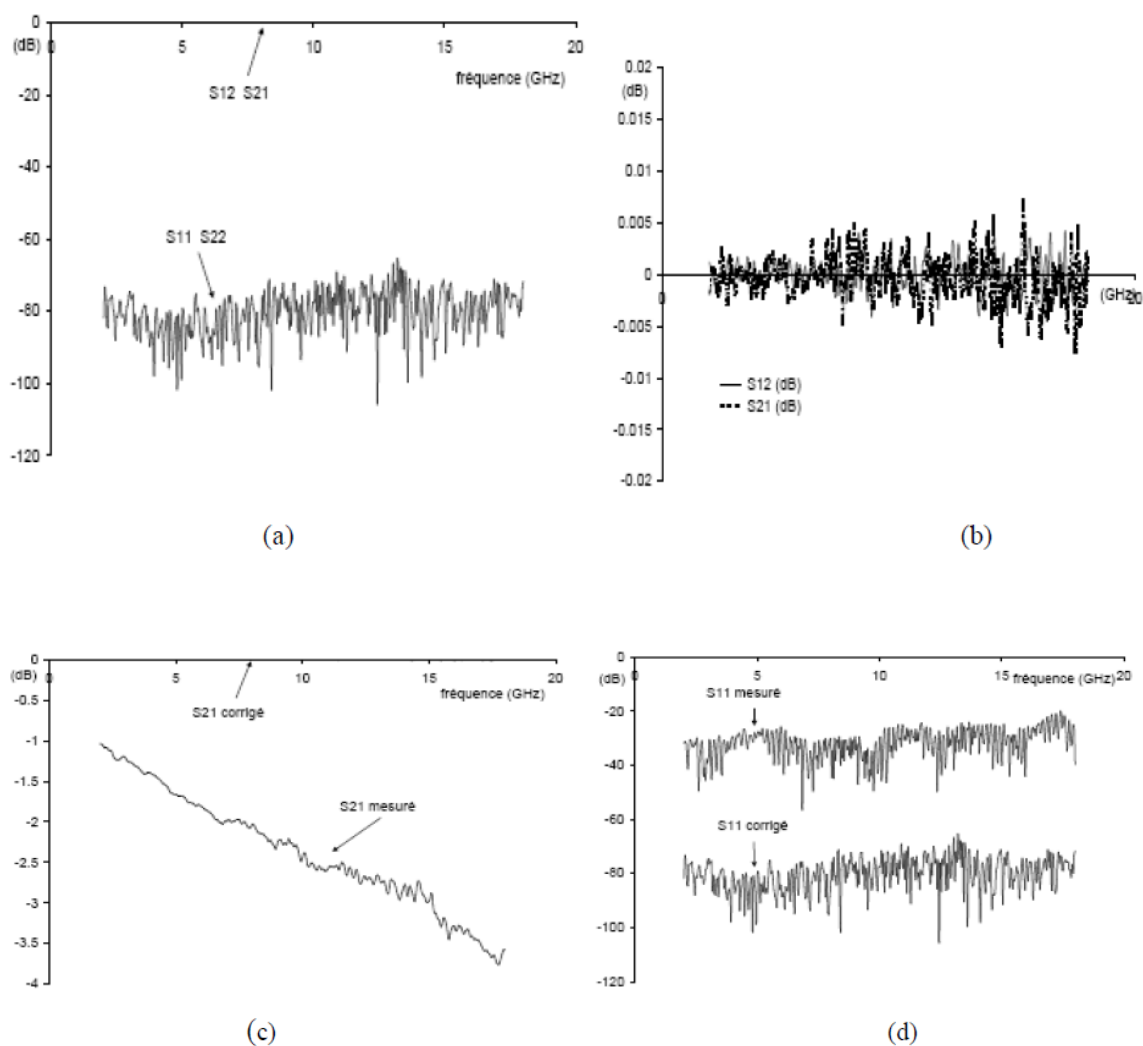


Fig. 11 Mesure d'une ligne 50 Ω ((a) Paramètres S, (b) Paramètres de transmission S12 et S21, (c) Paramètre S21 avant et après correction, (d) Paramètre S11 avant et après correction).

L'intérêt du calibrage est manifeste en observant les figures (Fig. 11 (c)-(d)) où sont reportés les paramètres S11 et S21 avant et après correction. La transmission, qui variait entre - 1 dB et -4dB, est ramenée à ± 0.006 dB ; la réflexion, mesurée autour de -30 dB, est corrigée à -70 dB. L'effet du bruit peut être atténué par **moyennage**, les connexions de la ligne sur la monture de test sont par contre la principale source d'erreur car il est très difficile d'obtenir une bonne reproductibilité de mesure.

ANNEXE II : Principe de mesure des paramètres de dispersion « S »

1. PARAMETRES DE DISPERSION « S »

Considérons le quadripôle de la figure (Fig. 13) : la matrice de dispersion $[S]$ (scattering matrix) est l'outil de base pour l'étude des quadripôles ou des multi pôles linéaires en hyperfréquence.

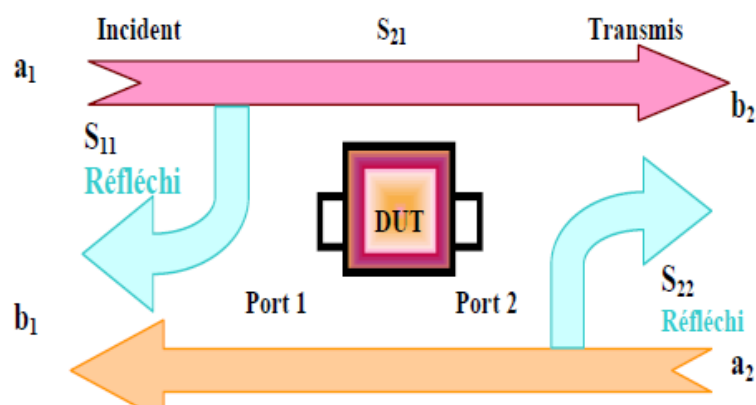


Fig. 13 Accès d'un quadripôle par un signal.

Afin de caractériser l'échantillon sous test « DUT », il faut mesurer les grandeurs caractéristiques de la cellule de test contenant le matériau. Celles-ci sont déduites des réponses du dispositif de mesure dans lequel est logé l'échantillon sous test quand il est excité en entrée et en sortie par un signal parfaitement connu par l'opérateur. En exprimant les ondes réfléchies en fonction des ondes incidentes, on obtient les équations suivantes: Les « S_{ij} » sont appelés "paramètres de dispersion" :

$$\begin{cases} b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \\ b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2 \end{cases} \quad (1)$$

La forme matricielle est:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \Leftrightarrow \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = [S] \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{11} = \frac{\text{Signal réfléchi au port1}}{\text{Signal incident au port1}} = \frac{b_1}{a_1} \Big|_{a_2=0} \\ S_{21} = \frac{\text{Signal transmis au port2}}{\text{Signal incident au port1}} = \frac{b_2}{a_1} \Big|_{a_2=0} \\ S_{12} = \frac{\text{Signal transmis au port1}}{\text{Signal incident au port2}} = \frac{b_1}{a_2} \Big|_{a_1=0} \\ S_{22} = \frac{\text{Signal réfléchi au port2}}{\text{Signal incident au port2}} = \frac{b_2}{a_2} \Big|_{a_1=0} \end{array} \right. \quad (3)$$

Avec :

[S] : est la matrice de dispersion

S11 est le *coefficient de réflexion en entrée sortie adaptée*

S21 est le *coefficient de transmission direct entrée-sortie (sortie adaptée)*

S12 est le *coefficient de transmission inverse sortie-entrée(entrée adaptée)*

S22 est le *coefficient de réflexion en sortie (entrée adaptée)*

Il existe pour les quadripôles linéaires d'autres paramètres bien connus : **H** (Matrice des paramètres hybrides), **Z** (Matrice impédance) et **Y** (Matrice admittance).

La détermination expérimentale de ces paramètres exige des mesures en court circuit ou en circuit ouvert. Au dessus de 100MHz, la condition circuit ouvert, est difficile à réaliser ; quant à la mise en court circuit, elle entraîne souvent l'oscillation du montage.

En revanche, les mesures des paramètres S se font sur entrée et sortie adaptées 50Ω et n'entraîne pas ces difficultés.

La connaissance des paramètres S permet en outre de calculer simplement les grandeurs les plus communément recherchées : puissance, gain ou atténuation, facteur de réflexion sur un accès, impédance d'entrée. Leur intérêt pratique n'est donc plus à démontrer.