



Optimisation d'un isolateur coplanaire à déplacement de champ et ondes magnétostatiques opérant en bande X

Ouzer-Nabil Adam

► To cite this version:

Ouzer-Nabil Adam. Optimisation d'un isolateur coplanaire à déplacement de champ et ondes magnétostatiques opérant en bande X. Electromagnétisme. Université Jean Monnet de Saint-Étienne, 2016. Français. NNT: . tel-01385352

HAL Id: tel-01385352

<https://ujm.hal.science/tel-01385352>

Submitted on 15 Nov 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Copyright



THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

Délivré par

L'UNIVERSITÉ JEAN MONNET DE SAINT-ÉTIENNE

Discipline : Optique Photonique Hyperfréquence

Présentée et soutenue publiquement

le 27 Juin 2016

par

Ouzer Nabil ADAM

Optimisation d'un isolateur coplanaire à déplacement de champ et ondes magnétostatiques opérant en bande X

Directeur de Thèse :

Bruno SAUVIAC

Co-Directeur :

Eric VERNEY

Composition du Jury :

<i>Rapporteurs :</i>	J. TAO	Professeur, INPT-ENSEEIH, TOULOUSE
	F. NDAGIJIMANA	Professeur, Université Joseph Fourier, GRENOBLE
<i>Examineurs :</i>	MME M. LE BERRE	Maître de Conférences, Institut des Nanotechnologies, INSA, LYON
<i>Directeurs :</i>	B. SAUVIAC	Professeur, LaHC, Université Jean MONNET, SAINT-ÉTIENNE
	E. VERNEY	Maître de Conférences, LaHC, Université Jean MONNET, SAINT-ÉTIENNE

Numéro d'ordre :

Laboratoire Hubert Curien, UMR . CNRS . 5516 . Saint-Etienne



REMERCIEMENTS

Je ne saurais commencer toute rédaction sans d'abord remercier sincèrement Dieu Le Tout Puissant, sans Lequel aucune œuvre humaine n'aurait vu le jour, de m'avoir donné la chance de vivre et accordé Sa Grâce et Sa Bénédiction.

Je tiens à remercier vivement toute ma famille, mes proches et mes amis sans exception n'est qu'une infime partie de la reconnaissance que je leur dois pour m'avoir compris, soutenu et encouragé dans chacune des étapes de ma vie.

Pendant toute la préparation de ce travail de recherche au Laboratoire Hubert Curien, je me suis senti intégré dans l'équipe et l'ambiance tout à fait amicale et cordiale m'a permis d'accomplir pleinement mes travaux. Je tiens à ce que chacun se retrouve ici remercié pour m'avoir aidé à l'accomplissement de ce stage.

Je remercie Dr Malloum SULTAN Directeur de l'Institut National Supérieur des Sciences et Techniques d'Abéché et Dr Mahamoud YOUSOUF KHAYAL directeur de CNAR (Centre National d'Appuis à la Recherche) et son administration, qui m'ont bien financé pour cette formation.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Bruno SAUVIAC et Eric VERNEY pour l'aide qu'ils m'ont apporté dans l'accomplissement de mon travail de thèse et pour leurs conseils, leurs orientations et la lecture du manuscrit qui m'ont permis de travailler dans de très bonnes conditions.

J'exprime aussi ma reconnaissance à Jean Jacques ROUSSEAU qui m'a accueilli en thèse au Laboratoire Hubert Curien et ses conseils et orientations qui m'ont permis de travailler dans de très bonnes conditions.

Je tiens aussi à exprimer mes sincères reconnaissances à tous ceux dont l'aide a été déterminante dans l'aboutissement de ce travail. Je me dois de citer : Jean Pierre CHATELON, Didier VINCENT, Souad KIROUANE et l'ensemble des doctorants et stagiaires qui ont participé d'une manière ou d'une autre à ce travail.

Je n'oublie pas : Arafat, Taha, Baraka, Abderahman, Boukhari, Awat, AHMAT Hassan, Basma, Djiddo, Yaya, Khamis, Mahamat HASSAN, Zaki, Bilal, Badradine, FAOUZI, Danoumbe, Koulambay, Lamaï, Eric, pour l'ambiance au laboratoire.

Mes sincères remerciements à tous les membres du Laboratoire Hubert Curien.

Table des matières

REMERCIEMENTS	3
INTRODUCTION GENERALE	9
I GENERALITES SUR LES MATERIAUX MAGNETIQUES ET LES METAMATERIAUX	11
Introduction	13
I.1 Propriétés du magnétisme	14
I.1.1 Les origines électroniques du magnétisme	14
I.1.2 Le moment orbital	14
I.1.3 Le moment de spin	14
I.1.4 Le moment magnétique total	15
I.2 Les différents matériaux magnétiques	15
I.2.1 Excitation magnétique extérieure	15
I.3 Les différents types de ferrites	18
I.3.1 Définition et structure	18
I.3.2 Les spinelles ferrimagnétiques	18
I.3.3 L'hexaferrite de baryum (BaM)	18
I.3.4 Les grenats ferrimagnétiques	19
I.4 Principe d'aimantation du ferrite	20
I.4.1 Phénomène d'hystérésis	21
I.5 Ondes dans les ferrites	22
I.5.1 Ondes électromagnétiques	22
I.5.2 Ondes magnétostatiques	23
I.5.3 La résonance gyromagnétique	24
I.5.4 Tenseur de Polder	25
I.6 Généralités sur les Métamatériaux	29
I.6.1 Classement des matériaux en fonction du signe de leur permittivité et de leur perméabilité	29
I.6.2 Définition des métamatériaux	30

I.6.3	Matériaux à indice de réfraction négatif	31
I.7	Synthèse d'une ligne de transmission	31
I.7.1	Ligne de transmission main droite (RH)	32
I.7.2	Ligne de transmission main gauche (LH) ou ligne métamatériaux	33
I.7.3	Ligne Main-droite Main-gauche (CRLH)	34
	Conclusion	37
	Bibliographie	38
II	LES COMPOSANTS PASSIFS NON RECIPROQUES _____	41
	Introduction	43
II.1	Généralités sur les multipôles	44
II.1.1	Définition	44
II.1.2	Paramètres S : Scattering parameters	44
II.1.3	Le quadripôle	45
II.2	Les lignes de transmissions planaires	46
II.2.1	Définition	46
II.2.2	Différents modes de propagation	46
II.2.3	Les technologies planaires	47
II.3	Les dispositifs non-réciproques	51
II.3.1	Définition	51
II.3.2	La non-réciprocité en hyperfréquence	51
II.3.3	Les circulateurs	53
II.4	Les isolateurs hyperfréquences	57
II.4.1	Principe de fonctionnement d'un isolateur	57
II.4.2	Matrice de répartition	58
II.4.3	Paramètres d'un isolateur	58
II.4.4	Applications des isolateurs	60
II.4.5	Les différents types d'isolateurs	61
	Conclusion	69
	Bibliographie	70
III	ETUDE PARAMETRIQUE DE L'ISOLATEUR COPLANAIRE SOUS HFSS _____	73
	Introduction	74
III.1	Le logiciel de simulation HFSS	75
III.2	Processus de simulation sous HFSS	76
III.3	Présentation du design de l'isolateur coplanaire	77

III.4 Résultats de simulation	78
III.4.1 Résultats de simulation d'un isolateur 1 fente	79
III.4.2 Simulation d'un isolateur à deux fentes	89
Conclusion	90
Bibliographie	91
IV CARACTERISATION DE L'ISOLATEUR COPLANAIRE	93
Introduction	95
IV.1 Réalisation de l'isolateur coplanaire	96
IV.1.1 Nettoyage du substrat de YIG	97
IV.1.2 Réalisation du plan de masse inférieur	97
IV.1.3 Collage, sciage et polissage	98
IV.1.4 Réalisation de la ligne de transmission et du plan de masse supérieur	99
IV.2 Méthode et procédure de mesure	100
IV.2.1 Mécanique du testeur sous pointe	100
IV.2.2 Choix des pointes de mesure	101
IV.2.3 Principe de mesure de l'analyseur vectoriel de réseaux	103
IV.2.4 Aimantation de l'échantillon	104
IV.3 Résultats de mesures	105
IV.3.1 Positionnement de l'échantillon sur l'aimant	105
IV.3.2 Résultats de mesure pour l'isolateur à 1 fente	106
IV.3.3 Synthèse des résultats sur l'isolateur à 1 fente en fonction de champ H_0	112
IV.3.4 Synthèse de l'étude paramétrique sur la largeur de fente et l'aimantation pour l'isolateur à 1 fente	113
IV.3.5 Résultat de mesure pour l'isolateur à 2 fentes	114
IV.3.6 Synthèse des résultats sur l'isolateur à 2 fentes en fonction de champ H_0	125
IV.3.7 Synthèse de l'étude paramétrique sur la largeur de fente et l'aimantation pour l'isolateur à 2 fentes	126
IV.4 Analyse et comparaison	130
IV.4.1 Comparaison entre simulation et mesure	130
IV.4.2 Comparaison des résultats entre les versions à une fente et à deux fentes	132
IV.4.3 Analyse des résultats	133
IV.5 Rétro-simulation	135
IV.5.1 Paramètres du substrat de YIG sous HFSS	135
IV.5.2 Modèle d'aimantation non-uniforme	137
IV.5.3 Comparaison mesure/retro-simulation	143

Conclusion	151
Bibliographie	153
CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES _____	155

INTRODUCTION GENERALE

DU fait de leurs nombreuses applications technologiques, les matériaux magnétiques ont, à l'échelle mondiale, une importance économique comparable à celle des semi-conducteurs. Les recherches des entreprises ces dernières années, et activement poursuivies aujourd'hui dans les laboratoires des pays industrialisés, ont permis d'élaborer de nouveaux matériaux magnétiques aux performances toujours plus élevées.

Dans les télécommunications, l'isolateur est parmi les composants les plus utilisés. Sa principale fonction est le découplage entre les générateurs et les récepteurs. Il laisse passer le signal du générateur vers le récepteur sans retour. C'est un composant passif non réciproque qui utilise les propriétés des matériaux magnétiques en haute fréquence.

Le Laboratoire Hubert Curien (LHC) travaille depuis quelques années sur ce composant passif coplanaire afin de faciliter son intégration. Quelques prototypes, qui présentent des propriétés prometteuses, ont été réalisés tout récemment. Cependant, ces prototypes présentent des pertes d'insertion trop grandes et une isolation moyenne. Ces lacunes ne rendent pas leur utilisation envisageable ; ce qui nous conduit à la recherche d'une autre alternative, notamment la modification de la configuration de la structure. C'est dans cette optique, qui consiste à optimiser ce composant que le laboratoire m'a confié ce travail de recherche intitulé : « **Optimisation d'un isolateur coplanaire à déplacement de champ et ondes magnétostatiques opérant en bande X** ».

Le fonctionnement des composants micro-ondes dépend des propriétés des matériaux magnétiques autour de la gyrorésonance. Il est donc primordial d'étudier ces matériaux et de comprendre leurs phénomènes physiques afin de les utiliser de façon optimale. Le premier chapitre présente l'état de l'art des matériaux magnétiques. Ces derniers ont des moments magnétiques soumis par un champ extérieur et qui dépendent du type de chaque matériau (diamagnétique, paramagnétique, ferromagnétique, ferrimagnétique...).

Le ferrimagnétique est le ferrite le plus utilisé dans le domaine microonde. Les ferrites sont subdivisés en trois grandes catégories (familles) : les spinelles, les hexaferrites et les grenats. Ils diffèrent par leurs caractéristiques et la bande d'utilisation. Le ferrite que nous utilisons pour l'isolateur coplanaire est le grenat, et précisément le grenat de fer d'yttrium (YIG). Il est choisi grâce à ses propriétés magnétiques qui sont le tenseur de Polder et le phénomène de résonance gyromagnétique, s'il est polarisé par un champ extérieur. L'isolateur étant constitué de plusieurs matériaux ou métamatériaux, ce premier chapitre s'achèvera par quelques généralités sur

les métamatériaux qui sont des matériaux non usuels, conçus à partir d'assemblage des matériaux naturels. Leur intérêt se base sur leurs propriétés électromagnétiques, plus précisément la permittivité et la perméabilité, qui peuvent toutes les deux être négatives. Ces métamatériaux sont utilisés dans les domaines de l'électromagnétisme de l'acoustique ou du domaine fluide.

Le second chapitre expose (ou présente) les différents dispositifs non réciproques, qui sont des composants passifs planaires, utilisés dans le domaine des télécommunications. Parmi ces dispositifs, on retrouve les circulateurs et les isolateurs qui sont composés de substrats de ferrites sur lesquels les motifs sont réalisés avec des conducteurs métalliques. Ce second chapitre présente aussi quelques travaux réalisés sur les différents types d'isolateurs, leurs applications dans le domaine hyperfréquence ainsi que leurs performances.

Une étude sur les isolateurs coplanaires à concevoir étant obligatoire, la simulation est l'étape qui permettra de prévoir les comportements en fréquence de ces dispositifs. Les informations telles que l'impédance caractéristique des lignes, les paramètres de transmission et de réflexion, déphasage, etc. peuvent être données par le logiciel de simulation HFSS (High Frequency Structural Simulation). C'est l'objectif du troisième chapitre qui consiste à présenter le design des nouvelles structures d'isolateurs basées sur l'utilisation d'une ligne coplaire à une fente et à double fente au niveau des plans de masse. Les études paramétriques des dimensions, sous ce logiciel, y seront détaillées.

La fabrication de ces composants nécessite l'utilisation des matériaux magnétiques et de dépôt de cuivre en couche mince, et les étapes technologiques sont issues de procédés utilisés dans le domaine des semi-conducteurs. C'est l'objectif du dernier chapitre qui se consacre premièrement sur les techniques de réalisation des isolateurs coplanaires à une fente et à deux fentes. Différentes dimensions seront considérées, d'une part en vue d'optimiser les performances de ces dispositifs et de permettre leur utilisation dans une chaîne de transmission en télécommunications ; et d'autre part afin de mieux comprendre les phénomènes physiques intervenant dans ces structures atypiques.

Deuxièmement, une étude de comparaison entre la mesure des échantillons réalisés et la simulation sera effectuée pour démontrer la fiabilité des résultats obtenus. Car les conditions de mesure ne reproduisent pas exactement les conditions de simulation, notamment sur le champ de polarisation interne appliqué à la couche magnétique.

GENERALITES SUR LES MATERIAUX MAGNETIQUES ET LES METAMATERIAUX

Sommaire

Introduction	13
I.1 Propriétés du magnétisme	14
I.1.1 Les origines électroniques du magnétisme	14
I.1.2 Le moment orbital	14
I.1.3 Le moment de spin	14
I.1.4 Le moment magnétique total	15
I.2 Les différents matériaux magnétiques	15
I.2.1 Excitation magnétique extérieure	15
I.3 Les différents types de ferrites	18
I.3.1 Définition et structure	18
I.3.2 Les spinelles ferrimagnétiques	18
I.3.3 L'hexaferrite de baryum (BaM)	18
I.3.4 Les grenats ferrimagnétiques	19
I.4 Principe d'aimantation du ferrite	20
I.4.1 Phénomène d'hystérésis	21
I.5 Ondes dans les ferrites	22
I.5.1 Ondes électromagnétiques	22
I.5.2 Ondes magnétostatiques	23
I.5.3 La résonance gyromagnétique	24
I.5.4 Tenseur de Polder	25
I.5.4.1 Tenseur de Polder : matériaux saturés	25
I.5.4.2 Modèle des matériaux non saturés	27
I.5.4.3 Largeur de raie	28
I.6 Généralités sur les Métamatériaux	29
I.6.1 Classement des matériaux en fonction du signe de leur permittivité et de leur perméabilité	29

I.6.2	Définition des métamatériaux	30
I.6.3	Matériaux à indice de réfraction négatif	31
I.7	Synthèse d'une ligne de transmission	31
I.7.1	Ligne de transmission main droite (RH)	32
I.7.2	Ligne de transmission main gauche (LH) ou ligne métamatériaux	33
I.7.3	Ligne Main-droite Main-gauche (CRLH)	34
	Conclusion	37
	Bibliographie	38

Introduction

LE magnétisme est un phénomène d'attraction ou de répulsion des matériaux qui a été découvert dès l'antiquité par les Grecs dans une région appelée « Magnésie ». Différents types de matériaux magnétiques existent et diffèrent selon différentes considérations physiques. Certains matériaux ont par exemple leur propre moment magnétique qui est susceptible de s'orienter en présence d'un champ magnétique extérieur et qui entraîne des phénomènes comme le ferromagnétisme et le paramagnétisme. Si le matériau soumis à un champ extérieur n'engendre pas un moment magnétique, ce matériau est appelé diamagnétique [1].

Certains composants micro-ondes fonctionnent en utilisant les propriétés des matériaux magnétiques autour de la gyrorésonance, que nous définirons dans ce chapitre. Il est donc important d'étudier ces matériaux et de comprendre leur physique, afin de mieux les utiliser. C'est pourquoi nous avons choisi de parler dans la première partie de ce chapitre des matériaux magnétiques et plus précisément des « ferrites », car beaucoup de composants à haute fréquence, sont conçus à base de ces matériaux. Ils sont utilisés comme un support ou substrat dans des circuits planaires, ou comme noyau dans un bobinage d'inductance ou dans un dispositif, afin de réaliser des circuits hyperfréquences ; ils sont fréquemment choisis dans le domaine des hyperfréquences à cause de leur nature isolante et de leurs très faibles pertes induites.

Les ferrites sont divisés en trois différentes classes qui sont les spinelles, les hexaferrites et les grenats. Ces derniers sont choisis pour leurs propriétés magnétiques : phénomènes de résonance gyromagnétique et tenseur de Polder s'il est polarisé par un champ extérieur statique. Le chapitre se terminera sur une présentation générale des métamatériaux qui sont des matériaux non usuels, conçus à partir d'assemblage de matériaux "naturels". Ces matériaux se distinguent par leurs propriétés électromagnétiques, plus précisément la permittivité et la perméabilité, qui peuvent être toutes les deux négatives. Le principe de ces métamatériaux est transférable dans les domaines de l'électromagnétisme, de l'acoustique et même dans le domaine fluide [2].

I.1 Propriétés du magnétisme

Le magnétisme est un phénomène créé par des électrons en mouvement autour d'un noyau atomique et qui tournent sur eux-mêmes avec un angle de rotation (spinale).

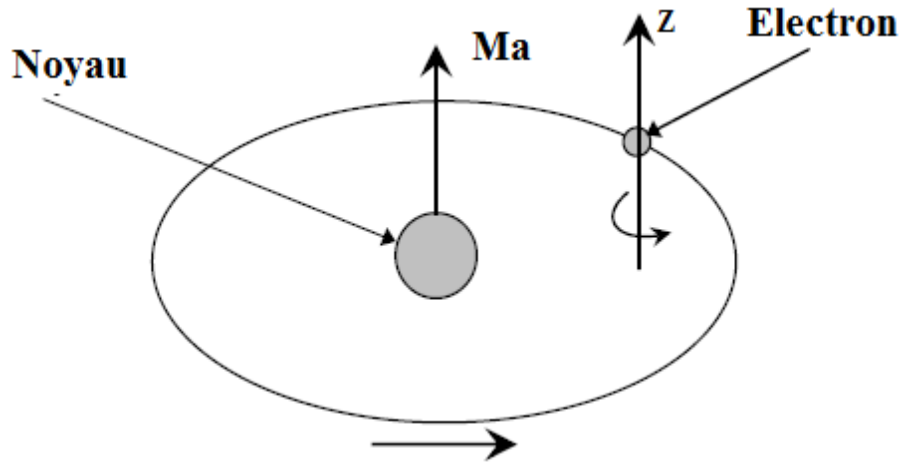


FIGURE I.1 – Le moment magnétique élémentaire 'Ma' au niveau atomique [2]

I.1.1 Les origines électroniques du magnétisme

Chaque électron possède un moment cinétique intrinsèque « le spin » et un moment magnétique « orbital » dû au mouvement des électrons sur leur orbite atomique. La somme de tous ces moments magnétiques (spin et orbital) pour chaque électron donne le moment magnétique atomique. Tous les matériaux peuvent se diviser en deux classes au regard de leurs propriétés magnétiques : des ions ou des atomes possédant un moment magnétique permanent et ceux qui n'en possèdent pas [3].

I.1.2 Le moment orbital

Un électron tourne autour d'un noyau d'atome (figure 1), ce mouvement est appelé moment orbital et constitue un courant induit équivalent pour chaque mouvement de l'électron qui est donné par la formule suivante : $i = e.f$. Avec e la charge d'électron et f le nombre de tours par seconde.

I.1.3 Le moment de spin

Un électron tourne également autour de lui-même un peu comme une toupie en mouvement autour de l'axe z comme l'indique la figure 1. Il engendre ainsi un moment appelé moment de spin.

I.1.4 Le moment magnétique total

Le moment magnétique total d'un atome est alors le résultat de la somme des moments de spin et des moments orbitaux [3].

L'ajout d'un champ magnétique extérieur H_0 sur un corps magnétique engendre l'induction magnétique B qui est la somme du champ magnétique appliqué H_0 avec l'aimantation M qui va représenter l'interaction du champ magnétique appliqué avec tous les moments du matériau. Cette induction permet de représenter globalement les effets magnétiques du matériau ; ainsi différents types de matériaux magnétiques selon leurs propriétés magnétiques pourront être définis.

I.2 Les différents matériaux magnétiques

Les différents types de matériaux magnétiques sont généralement classés en fonction de la réponse de leur susceptibilité magnétique à l'excitation extérieure H_0 .

I.2.1 Excitation magnétique extérieure

Si l'on applique un champ magnétique H_0 sur le matériau magnétique, les propriétés électromagnétiques sont modifiées par ce champ, [9] et un champ d'induction magnétique B apparaît :

$$B = \mu_0(H_0 + M) \quad (\text{I.1})$$

B : l'induction magnétique (Tesla)

M : le moment magnétique macroscopique m par unité de volume V (ou la magnétisation)

$$M = \frac{dm}{dV} \quad (\text{I.2})$$

m : moment magnétique (Am^2)

La relation est valable en tout point de l'espace, c'est-à-dire dans la matière et aussi à l'extérieur où l'aimantation M est nulle.

Si l'aimantation et le champ magnétique ont la même direction, il existe un coefficient de proportionnalité entre ces deux grandeurs appelé *susceptibilité magnétique* χ ainsi qu'une perméabilité μ . Les propriétés magnétiques des matériaux peuvent être classées selon la susceptibilité magnétique χ définie par la relation :

$$M = M_0 + \chi \cdot H \quad (\text{I.3})$$

$$B = \mu_0 H_0 (1 + \chi) = \mu_0 \mu_r H_0 \quad (\text{I.4})$$

Dans le système d'unités internationales :

H_0 : le champ appliqué (supposé petit) (A/m)

M_0 : la magnétisation (aimantation) spontanée en absence d'un champ appliqué (A/m).

χ : la susceptibilité magnétique (généralement matrice 3x3).

μ_0 : perméabilité du vide vaut $4\pi \cdot 10^{-7}$.

Pour les matériaux isotropes l'aimantation induite est soit parallèle soit antiparallèle au champ appliqué, et la susceptibilité est un scalaire.

Les différentes classes de matériaux magnétiques viennent de ces propriétés, qui peuvent être différentes suivant la réponse des moments magnétiques.

– Diamagnétique

Les matériaux diamagnétiques sont des matériaux qui ne comportent que des atomes ou des ions non magnétiques. Ce sont des matériaux qui s'aimantent proportionnellement au champ dans lequel ils sont placés, mais en sens inverse de ce champ. Leur aimantation induite est faible et opposée au champ appliqué, d'où le nom diamagnétique [3].

Le diamagnétique a une susceptibilité qui ne dépend ni de la température ni du champ, cette susceptibilité est négative ($\chi < 0$) et très faible (10^{-6}) [9].

– Paramagnétique

Ces matériaux contiennent de faibles moments magnétiques permanents mais leur organisation n'est pas bien arrangée, c'est à dire qu'ils sont orientés aléatoirement. L'aimantation de ces matériaux dépend de la température, et cette aimantation devient faible si la température augmente. Elle devient linéaire en fonction du champ pour des températures importantes.

La paramagnétique isotrope donne une susceptibilité positive ($\chi > 0$) et le moment total de l'ensemble est nul [3].

– Ferromagnétique

Dans un matériau ferromagnétique, les spins sont en interaction d'échange positive. Ces matériaux ont des moments permanents, en parallèle et de même ordre de grandeur. Leur aimantation est très grande et est de même sens que le champ. Elle persiste plus ou moins lorsque le champ magnétisant est supprimé. La susceptibilité de ce type de matériaux est un scalaire positif qui croît avec la température.

– Antiferromagnétique

Les antiferromagnétiques se comportent comme des paramagnétiques anisotropes. Comme les moments sont arrangés de façon antiparallèle, la susceptibilité de ce matériau est faiblement positive. Il s'agit d'un phénomène magnétique de faible amplitude. En effet, l'aimantation totale est généralement nulle, car entre atomes voisins, il existe des interactions d'échange négatives. En l'absence de champ extérieur, le moment de l'ensemble est nul.

– Ferrimagnétique

Ce sont des matériaux similaires aux matériaux antiferromagnétiques avec des moments permanents alignés de façon antiparallèle. Ils sont constitués de deux sous-réseaux d'aimantation opposée, mais pour les ferrimagnétiques la nature des deux sous-réseaux est différente, car ils sont d'intensités différentes. Ainsi l'intensité de l'un des sous-réseaux est supérieure à l'autre. Par conséquent il n'existe pas de compensation entre leurs aimantations, la somme des aimantations n'est pas nulle. Si ces moments sont de même ordre de grandeur on parle d'antiferromagnétiques. Si les deux ordres de grandeur sont différents, ils sont appelés ferrimagnétique [3].

Ce type de matériaux est utilisé en électronique hyperfréquences, car ils ont des propriétés magnétiques et une grande résistivité.

Les propriétés des différents matériaux magnétiques sont résumées dans le tableau ci-dessous.

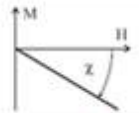
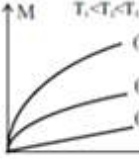
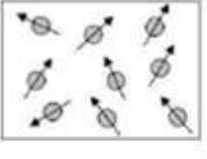
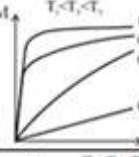
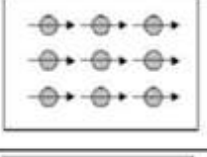
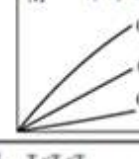
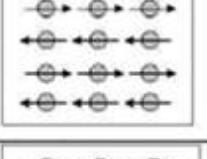
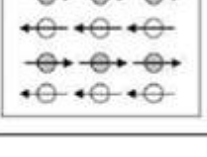
Type	Susceptibilité χ	χ en fonction de la température	Aimantation M en fonction de champ H	Arrangements des spins et des moments
Diamagnétique	$\sim -10^{-6}$	Indépendant		
Paramagnétique	$\sim +10^{-3}$	$\chi = C/T$ (loi de Curie) $\chi = C / (T - T_c)$ (loi de Curie - Weiss)		
Ferromagnétique	Très grand et positif	$\chi \rightarrow \infty$		
Antiferromagnétique	Petit et positif	$\chi \propto 1/T$		
Ferrimagnétique	Grand et positif	$\chi \rightarrow \infty$		

TABLE I.1 – Caractéristiques des différents types de matériaux [9] [10]

Avec :

C : Constante de Curie

T_c : Température de Curie

I.3 Les différents types de ferrites

Les matériaux que nous allons utiliser sont des matériaux ferrimagnétiques, de type ferrites car ils sont utilisés dans le domaine micro-onde. Ils ont été choisis pour leur forte résistivité ainsi que leur susceptibilité.

I.3.1 Définition et structure

Les ferrites sont des oxydes métalliques qui découlent de l'oxyde de fer Fe_2O_3 . C'est dans les années 1940 que l'application des ferrites est faite par le savant Louis Néel avec sa théorie du ferrimagnétisme. Cette théorie concerne principalement l'aimantation à saturation et les températures de transition.

Ces ferrites sont caractérisés par des propriétés électriques et magnétiques comme indiqué ci-dessous :

- Une résistivité très élevée (de 10^6 à $10^{10} \Omega.cm$),
- Une constante diélectrique en hyperfréquences de l'ordre de 10 à 15 $F.m^{-1}$,
- Des pertes diélectriques très faibles ($tg\delta$ de l'ordre de 10^{-3}),
- Une perméabilité magnétique de quelques dizaines d'unités,
- Une aimantation naturelle non nulle [10].

Il existe trois différents types de ferrites classés en fonction de leur structure cristalline et de leurs propriétés magnétiques : les spinelles, les hexaferrites et les grenats. Ces matériaux sont utilisés dans les dispositifs non-réciproques en hyperfréquences telle que les isolateurs, les circulateurs, les déphaseurs... [12] [13].

I.3.2 Les spinelles ferrimagnétiques

Les spinelles sont des matériaux ferrite dont la formule chimique est $MOFe_2O_3$. Le domaine d'application des spinelles se trouve dans la zone des hyperfréquences et souvent pour des composants inductifs linéaires. La bande d'utilisation des spinelles est entre 1 et 15GHz, et plus précisément la bande X qui est entre 8.2 et 12.4GHz.

I.3.3 L'hexaferrite de baryum (BaM)

Généralement les hexaferrites sont des matériaux magnétiques dits "durs", car à la différence des spinelles et des grenats, ils ont une coercivité ou un champ interne qui est fort (champ à saturation élevé, 480 mT, et champ rémanent de l'ordre de 250 mT). On peut notamment les utiliser comme aimants permanents. L'hexaferrite le plus connu est le BaM (hexaferrite de baryum), qui possède une très forte aimantation avec une anisotropie uniaxiale autour de 1,7T. Sa fréquence de résonance varie de 40 à 60 GHz [4]. Ils sont de bons isolants et possèdent de très faibles pertes diélectriques.

I.3.4 Les grenats ferrimagnétiques

Les grenats sont utilisés beaucoup plus dans le domaine des hyperfréquences, car leurs pertes magnétiques sont généralement plus faibles. Pour les faire fonctionner, ils nécessitent un circuit d'aimantation externe par un aimant ou une bobine.

Le choix du grenat de fer d'yttrium (YIG) est fait à cause de ses diverses caractéristiques intéressantes pour son domaine de fréquence d'utilisation : il a une perméabilité μ_r élevée, sa résistivité est très grande et comprise entre 10^6 et $10^{10} \Omega.m$, ses pertes diélectriques et magnétiques sont faibles, quant à sa température de Curie, elle s'étend jusqu'à 550K [14].

Son aimantation à saturation est de 175 mT à la température ambiante et sa température de Curie est égale à 256°C [15]. Grâce à ses caractéristiques il s'impose comme un excellent milieu de propagation pour les ondes électromagnétiques hyperfréquences [5].

– Permittivité diélectrique

Le YIG a une permittivité constante, mais cette permittivité est complexe, la partie imaginaire représentant la partie dissipative :

$$\epsilon^*(f) = \epsilon_0 \epsilon_r^*(f) \quad (I.5)$$

Avec :

ϵ_0 : la permittivité du vide

$\epsilon_r^*(f)$ la permittivité relative complexe

$$\epsilon_r^*(f) = \epsilon_r'(f) - j\epsilon_r''(f) \quad (I.6)$$

Cette permittivité relative varie en basse fréquence [16] et devient constante dans la zone hyperfréquences. La partie imaginaire peut être considérée comme nulle ($\epsilon_r'' \approx 0$) et la valeur de la constante diélectrique (ϵ_r') varie entre 14 et 16 selon l'échantillon. Cette valeur dépend du type de YIG (YIG10, YIG101...) [17] [18].

– Perméabilité magnétique

La perméabilité magnétique μ est le rapport entre le champ d'excitation H_0 dans le ferrite et l'induction magnétique B . Elle s'écrit sous la forme :

$$\mu = \mu_0 \mu_r \quad (I.7)$$

Avec :

μ_0 : perméabilité du vide

μ_r : perméabilité relative

$$\mu_r^*(f) = \mu_r'(f) - j\mu_r''(f) \quad (I.8)$$

– Pertes magnétiques et diélectriques

L'utilisation des ferrites doit se préoccuper des pertes magnétiques et diélectriques de ces matériaux.

Les pertes magnétiques sont dues à l'aimantation du matériau qui cherche à aligner les moments magnétiques ou qui s'oppose aux milieux qui ne sont pas parfaits.

Les pertes diélectriques sont dues à la présence d'ions situés dans des sites cristallins. Pour le YIG dans le domaine des hyperfréquences les pertes magnétiques sont négligeables (hors résonance) et les pertes diélectriques sont généralement faibles, de l'ordre de $\frac{\epsilon''}{\epsilon'} = \tan\delta_\epsilon = 2.10^{-4}$ à 10GHz.

I.4 Principe d'aimantation du ferrite

L'aimantation M est la densité de flux de moment magnétique. Certain matériaux ferrites doivent être aimantés car ils possèdent un moment magnétique non nul. En effet, cette étude d'aimantation a été développée depuis quelques années par les chercheurs comme P. Weiss et R. Forrer [20].

En absence d'un champ appliqué, un échantillon de ferrite ou de YIG possède des moments magnétiques non nuls. Cet échantillon est constitué de plusieurs zones comme l'a indiqué Weiss et sont appelées domaines de Weiss. Dans chaque zone tous les moments magnétiques sont équivalents et leurs directions d'aimantations à saturation sont aléatoires mais la résultante est nulle. Ces zones sont séparées par des parois appelées parois de Bloch. Lors de la transition d'un domaine à un autre la direction des moments magnétique est changée. Les moments magnétiques s'alignent lorsqu'un champ est appliqué de l'extérieur. Lorsque le champ appliqué est suffisamment fort pour aligner l'ensemble des moments, l'aimantation atteint une valeur limite M_s et on parle alors de matériau magnétique saturé. Dans ce cas la paroi de Bloch et l'aimantation sont parallèles, et l'énergie démagnétisante reste très faible dans la paroi. C'est là où apparaît la courbe de première aimantation qui est divisée en trois zones dans le phénomène d'hystérésis : zones linéaire, coude de saturation et saturation.

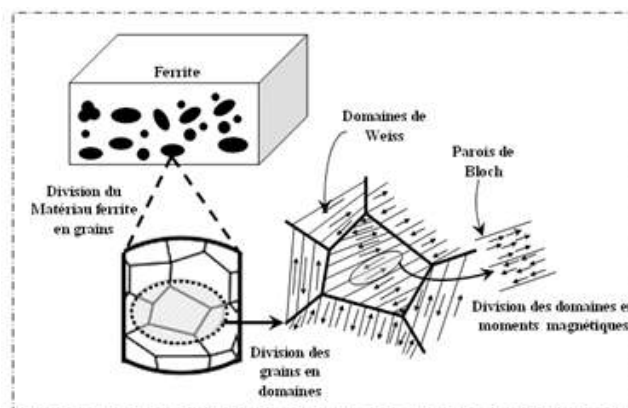


FIGURE I.2 – Domaines de Weiss et parois de Bloch [19]

I.4.1 Phénomène d'hystérésis

Le phénomène d'hystérésis est un phénomène qui décrit le retard du ferrite à réagir aux sollicitations magnétiques, le mot « hystérésis » étant un mot Grec qui veut dire « retard ». Ce phénomène décrit le fait que, dans le ferrite, la densité de flux magnétique et l'aimantation sont toujours en retard par rapport au champ magnétique H_0 appliqué de l'extérieur. Car si le champ extérieur n'est pas appliqué, la densité du flux magnétique est égale à B_r , et si le champ de l'extérieur est égal au champ coercitif négatif $-H_c$, la densité du flux magnétique devient nulle. Cela implique que le matériau dépend de l'état antérieur du champ appliqué ; la densité de flux magnétique est en retard par rapport au champ appliqué H_0 .

Sur la courbe d'hystérésis, la magnétisation est proportionnelle au champ appliqué lors de première aimantation en tout début. Mais cet accroissement devient moins rapide jusqu'à arriver à une certaine valeur du champ appliqué H_0 , où la magnétisation devient une constante, appelée valeur de saturation M_s . C'est la courbe de la première aimantation.

C'est sous l'action d'un champ coercitif H_c qui permet d'annuler la courbe de première aimantation, que les caractéristiques du matériau sont déterminées. Si le champ coercitif H_c est faible le matériau est qualifié de doux (ex : YIG) et s'il est élevé le matériau est dit magnétiquement dur (ex : BaM). Le champ coercitif doit être inversé pour annuler la magnétisation. M_r est l'aimantation rémanente, aimantation qui ne repasse pas sur la même courbe si le champ appliqué est nul car l'aimantation garde une valeur non nulle. C'est l'effet d'un aimant permanent. M_s , aimantation maximale ou à saturation lorsque tous les moments sont alignés avec le champ.

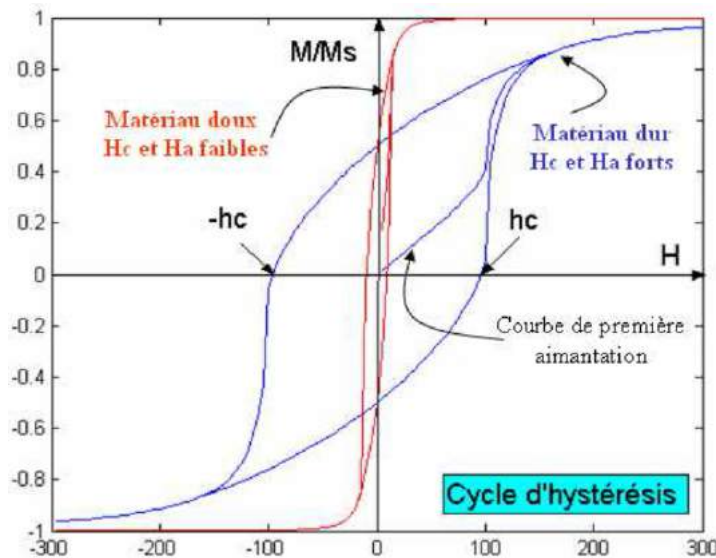


FIGURE I.3 – Cycle d'hystérésis d'un corps ferrimagnétique [8]

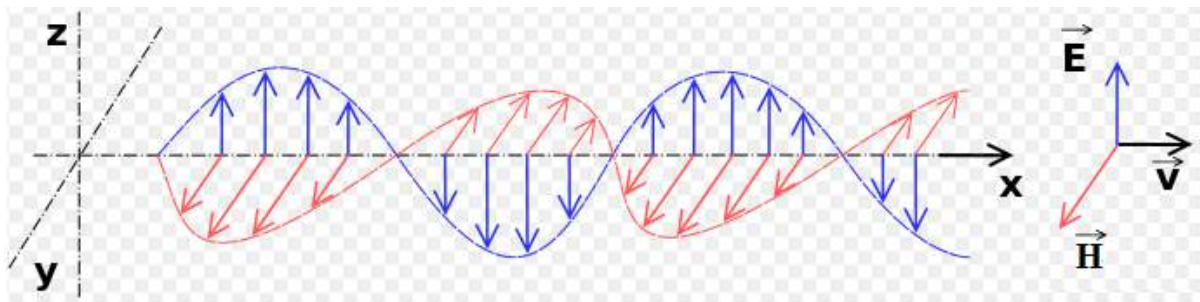
Le résumé des caractéristiques des différentes familles de ferrite est présenté dans le tableau suivant :

Caractéristiques	Grenat	Spinelle	Hexaferrite
Bande de fréquence	$L \rightleftharpoons X$	$C \rightleftharpoons Ku$	$Q \rightleftharpoons W$
Ions M utilisés	Y, Gd, Al, etc.	Mn, Mg, Ni, Li, etc.	Sr, Ba, Al, etc.
T_c (Celsius)	100 – 280	175 – 560	200 – 500
$4\pi M_s$	190 – 1950	1130 – 5000	5000
ϵ_f	13 – 16	12 – 16.7	13 – 20
$Tg\delta$	$< 2.10^{-4}$	$< (3 - 5).10^{-4}$	$< (6 - 20).10^{-4}$
ΔH_{eff}	2 – 140	4 – 9	50 – 200
ΔH_k	1 – 50	3 – 40	< 50

TABLE I.2 – Caractéristiques des différentes familles de ferrite [36]

I.5 Ondes dans les ferrites

I.5.1 Ondes électromagnétiques

FIGURE I.4 – Onde électromagnétique composée du couplage champ magnétique (H) et champ électrique (E) [6]

Une onde électromagnétique plane est la somme d'un champ électrique $\vec{E}$, périodique sinusoïdal, et d'un champ magnétique $\vec{H}$, sinusoïdal de même période, perpendiculaires en tout point. La somme de ces deux champs ($\vec{E}$ et $\vec{H}$) constitue le champ électromagnétique.

L'onde électromagnétique se propage dans le vide perpendiculairement au plan (vecteurs $\vec{E}$ et $\vec{H}$) à une vitesse constante dans le vide ($C_0 = 3.10^8 m.s^{-1}$) et la propagation de cette onde plane, est rectiligne.

Elle est caractérisée par une période temporelle T , identique pour les champs $\vec{H}$ et $\vec{E}$, ($T = 1/f$ avec f la fréquence) d'une période spatiale donnée par la longueur d'onde :

$$\lambda = C_0.T = \frac{C_0}{f} \quad (I.9)$$

Lorsqu'une onde électromagnétique traverse un milieu, sa fréquence reste inchangée, par contre sa vitesse de propagation change.

Vitesse de propagation dans le vide : $V_\phi = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = C_0$.

Dans la matière : $V_\phi = 1/\sqrt{\varepsilon\mu} = C_0/\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}$.

Avec :

ε : permittivité électrique et ε_0 : permittivité électrique absolue, dans le vide.

μ : perméabilité magnétique et μ_0 : Perméabilité magnétique absolue, dans le vide.

$\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$ et $\mu_r = \mu/\mu_0$ respectivement permittivité et perméabilité relatives.

I.5.2 Ondes magnétostatiques

Les ondes magnétostatiques sont des ondes unidirectionnelles, dispersives qui se propagent à faible vitesse. Ces ondes se retrouvent dans les ferrites polarisés qui sont anisotropes en hyperfréquences. Elles sont utilisées dans les dispositifs non-réciproques. [7]

On considère, par exemple, une couche de ferrite d'épaisseur h et une couche métallique séparée d'une distance d comme le montre la figure 5 et un champ magnétique de saturation H appliqué.

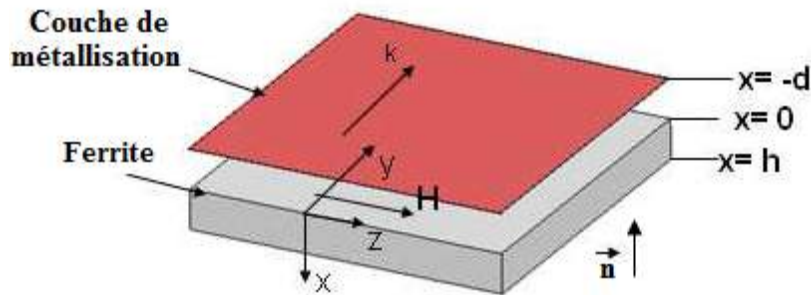


FIGURE I.5 – Schéma d'une couche de ferrite avec une couche métallique

Dans cette configuration, trois ondes magnétostatiques peuvent se propager dans le ferrite selon la direction de polarisation du champ, [24] à savoir :

- Onde magnétostatique de surface (MSSW) ($\vec{H} \perp \vec{n}$ et $\vec{n} \parallel \vec{k}$)
- Onde magnétostatique progressive de volume (MSFVW) ($([\vec{H} \parallel \vec{k}] \perp \vec{n})$)
- Onde magnétostatique rétrograde de volume (MSBVW) ($\vec{H} \parallel \vec{n}$)

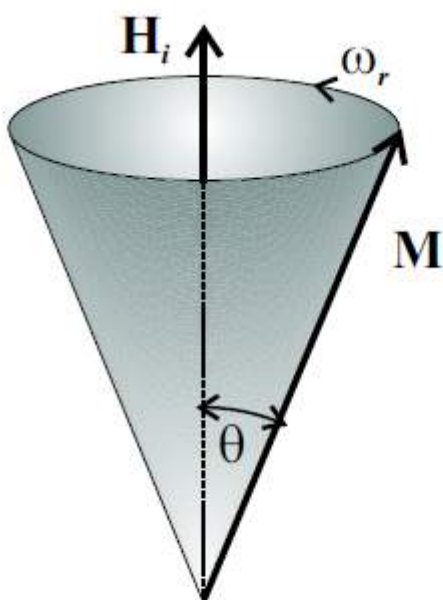
$\vec{n}$: vecteur unité normal au plan de la couche de ferrite [5].

I.5.3 La résonance gyromagnétique

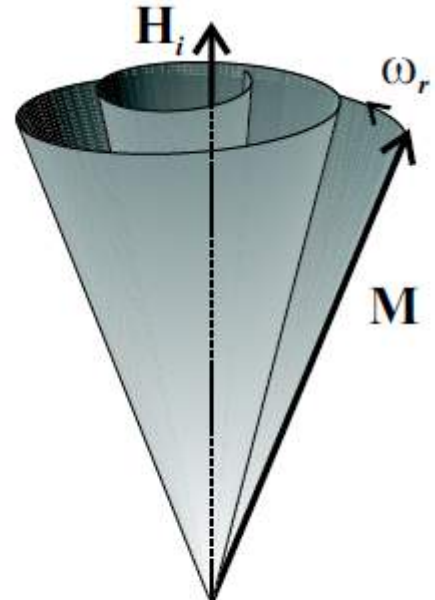
Lorsqu'une onde se propage dans un matériau ferrite polycristallin, son comportement dépend fortement de l'état d'aimantation de ce matériau.

L'interaction d'une onde électromagnétique avec le ferrite aimanté dans lequel elle se propage, est liée à un phénomène appelé phénomène de « résonance ou précession gyromagnétique ». Ce phénomène apparaît si le matériau ou le ferrite est utilisé sur la bande de fréquence entre 100MHz et 100GHz.

La précession gyromagnétique est un phénomène sur lequel l'aimantation s'écarte légèrement d'une position d'équilibre à cause du champ hyperfréquence. Il existe dans ce cas des modes d'oscillations, ou mouvement gyroscopique, autour de l'axe du champ $\vec{B}$ avec des fréquences naturelles. Ce mouvement gyroscopique est suivi d'un amortissement des moments dû aux effets dissipatifs dans le matériau. Ainsi, l'aimantation $\vec{M}$ précesse autour du champ $\vec{H}_i$ en décrivant une spirale et finit par s'aligner dans sa direction d'équilibre initiale.



(a) sans amortissement



(b) avec amortissement

FIGURE I.6 – *Mouvement de précession des moments magnétiques [9]*

La rotation du moment magnétique m des spins électroniques autour de la direction du champ magnétique interne H_i engendre le phénomène de la résonance gyromagnétique à travers un mouvement de précession. La précession de Larmor est une précession libre et infinie causée par l'application d'un champ magnétique continu sur un milieu idéal où les spins n'interagissent pas. Elle est caractérisée par une fréquence de résonance [5] :

$$\omega_r = \omega_i = \gamma\mu_0 H_i \quad (\text{I.10})$$

Avec :

ω_r : pulsation de résonance

H_i : champ magnétique interne

Le mouvement de précession n'est plus infini mais très vite amorti suite à des pertes associées aux interactions entre spins qui sont à l'origine de l'amortissement de la précession de Larmor. Le moment magnétique $\vec{m}$ s'aligne avec le champ $\vec{H}_i$ au bout d'un certain temps de relaxation en décrivant une spirale.

I.5.4 Tenseur de Polder

En appliquant sur le ferrite un champ de polarisation $\vec{H}_0$, le ferrite peut être saturé ou non saturé. Nous l'avons vu précédemment, les moments magnétiques vont s'aligner sur le champ de polarisation. Le résultat de tous ces effets est que les propriétés magnétiques du milieu deviennent anisotropes. La perméabilité devient alors tensorielle. Si le ferrite est saturé, le comportement dynamique de ce ferrite (ou la détermination de la perméabilité magnétique) est représenté par le modèle de Polder. Si le ferrite n'est pas complètement saturé, alors la détermination de la perméabilité est faite par l'équation de Gilbert.

I.5.4.1 Tenseur de Polder : matériaux saturés

Lorsque le matériau est saturé et anisotrope, il est donc caractérisé par un tenseur de perméabilité. Ce tenseur de perméabilité est déterminé à partir d'une équation de mouvement de moment et résolue par le Tenseur de Polder [20].

Pour déterminer ce tenseur, Gilbert a déduit à partir de l'équation du mouvement de moment magnétique ? en appliquant le théorème de moment cinétique [21] la relation :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \wedge \vec{H}_i + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \wedge \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (\text{I.11})$$

χ : facteur gyromagnétique

$\vec{M}$: aimantation à saturation

$\vec{H}_i$: champ magnétique statique interne du matériau (A/m)

α : facteur d'amortissement

Afin de déterminer le tenseur de perméabilité, Gilbert a projeté son équation sur les axes cartésiens (Oxyz) afin d'obtenir une relation entre l'aimantation dynamique d'un milieu m et le champ magnétique hyperfréquence $\vec{h}$, de pulsation angulaire ω [21].

La projection de l'équation de Gilbert se fait avec le champ magnétique statique H_0 dirigé vers l'axe $\vec{z}$ et en considérant le champ hyperfréquence $\vec{h}$ (qui dépend de $e^{j\omega t}$) comme étant de faible valeur devant $\vec{H}_0$ de sorte que le champ total vaut :

$$\vec{H}_t = \|\vec{H}_0\| \vec{z} + \vec{h} = H_0 \vec{z} + \vec{h} \quad (\text{I.12})$$

Pour vaincre les contraintes internes d'un matériau magnétique afin que les moments ma-

gnétiques soient tous alignés, il faut que le champ appliqué au matériau magnétique soit suffisamment fort. Dans ce cas le matériau magnétique est dit saturé et la structure en domaines disparaît [20]. On peut écrire alors :

$$\vec{M}_t = M_s \vec{z} + \vec{M} \quad (\text{I.13})$$

Avec M_s magnétisation de saturation et $\vec{M}$ magnétisation harmonique additionnelle due au champ hyperfréquence.

L'utilisation des deux équations précédentes dans l'équation du mouvement de moment magnétique permet de déterminer la susceptibilité tensorielle [22] :

$$\bar{\chi} = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & 0 \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.14})$$

Avec :

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (\text{I.15})$$

$$\chi_{xy} = -\chi_{yx} = \frac{j\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (\text{I.16})$$

Où ω_0 est la fréquence de précession $\omega_m = \gamma 4\pi M_s$ et ω est la pulsation angulaire du champ hyperfréquence.

De ce fait, la perméabilité étant de la forme $\mu = 1 + \chi$ on obtient alors le tenseur suivant :

$$\bar{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{I.17})$$

Compte-tenu des pertes dans le matériau, le système de résonance gyromagnétique est amorti. Alors la fréquence de résonance s'écrit :

$$\omega_r = \omega_0 + j\alpha\omega \quad (\text{I.18})$$

De cette équation les éléments du tenseur de Polder sont complexes et deviennent :

$$\mu = \mu' - j\mu'' = 1 + \frac{(\omega_0 + j\alpha\omega)\omega_m}{(\omega_0 + j\alpha\omega)^2 - \omega^2} \quad (\text{I.19})$$

$$\kappa = \kappa' - j\kappa'' = \frac{\omega\omega_m}{(\omega_0 + j\alpha\omega)^2 - \omega^2} \quad (\text{I.20})$$

Avec :

$$\begin{aligned}\omega_m &= \gamma\mu_0 M_S \\ \omega_0 &= \gamma\mu_0 H_0\end{aligned}\tag{I.21}$$

Les éléments du tenseur de Polder sont complexes et peuvent être représentés en fonction de la fréquence pour un champ interne constant ou en fonction du champ interne pour une fréquence constante.

Les éléments de Polder sont présentés sur la figure ci-dessous avec les conditions :

$\mu_0 M_s = 0,175\text{T}$, $f_r = 10\text{GHz}$ et $\alpha = 0,017$.

On note sur les courbes, le caractère résonant des éléments du tenseur. A la fréquence de résonance, les pertes sont maximales.

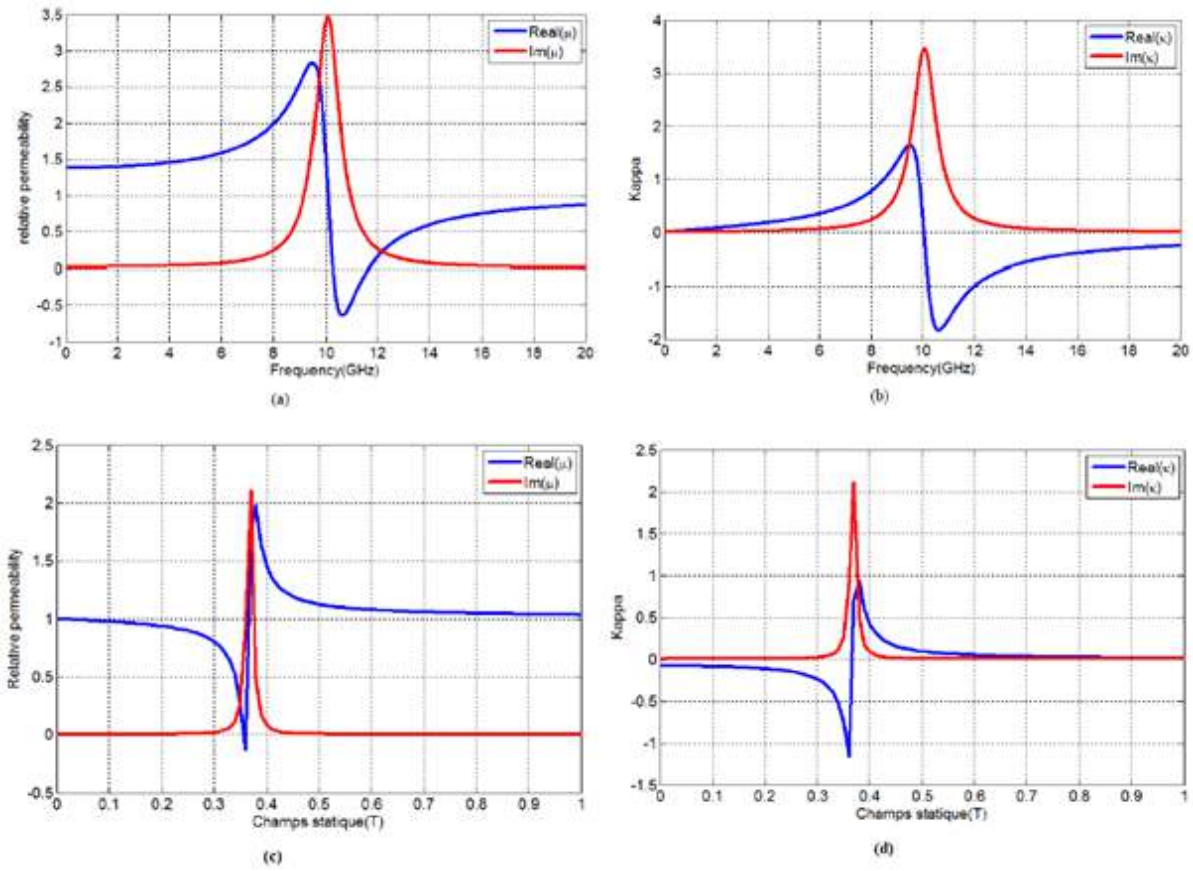


FIGURE I.7 – Résonance gyromagnétique, (a) et (b) variation de μ_r et κ en fonction de la fréquence (GHz); (c) et (d) variation de μ_r et κ en fonction de H_i (T)

I.5.4.2 Modèle des matériaux non saturés

Si le champ de polarisation appliqué n'a pas atteint le champ de saturation du matériau, dans ce cas le matériau magnétique n'est pas saturé. Alors la situation ne peut pas être représentée par le tenseur de Polder (il n'est valable que pour les matériaux saturés). La résolution peut être faite théoriquement par l'équation de Gilbert en associant cette équation à chaque domaine de Weiss et en appliquant les conditions de continuité sur chaque surface du domaine. La résolution est difficile à faire car les paramètres géométriques (orientation, forme, volume)

du matériau varie fortement en fonction de l'application du champ externe [39].

Plusieurs approches ont été menées pour résoudre ce problème des ferrites aimantés partiellement : modèle de Schlömann [40], de Rado Green et Sandy [41][42], ainsi celui d'Igarshi et Naito [43] et celle de Ph. Gelin [44]. Chaque modèle utilise sa méthode afin de déterminer le tenseur de perméabilité d'un matériau non saturé.

I.5.4.3 Largeur de raie

L'origine du facteur d'amortissement est due à l'interaction entre spins. Ses pertes sont déterminées à la fréquence de résonance, la fréquence où les pertes sont les plus élevées. Ses pertes sont caractérisées par une largeur à mi-hauteur appelée largeur de résonance ΔH_{eff} . Cette largeur s'observe sur la partie imaginaire μ'' du tenseur de Polder en fonction du champ magnétique statique de polarisation au voisinage de la résonance. Cette mesure est faite pour un matériau saturé à température ambiante [23].

Elle est liée au facteur d'amortissement α par la relation :

$$\Delta H_{eff} = \frac{2\alpha\omega}{\mu_0\gamma} \quad (I.22)$$

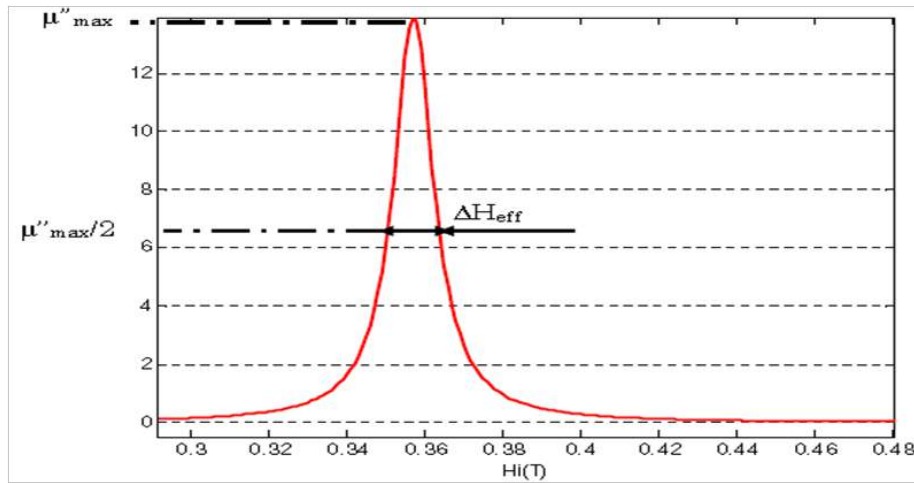


FIGURE I.8 – Définition de la largeur de résonance à mi-hauteur [8]

I.6 Généralités sur les Métamatériaux

I.6.1 Classement des matériaux en fonction du signe de leur permittivité et de leur perméabilité

De façon générale, les matériaux sont classifiés par rapport à leurs propriétés magnétiques représentées par la perméabilité notée μ et par rapport à leur propriétés diélectriques représentés par la permittivité notée ϵ . Le signe des propriétés magnétiques permet de classer le matériau ainsi que sa propagation dans le milieu.

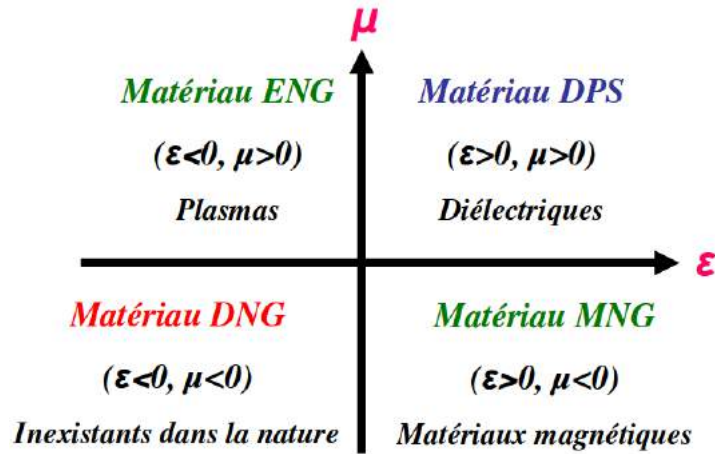


FIGURE I.9 – Classification des matériaux en fonction de leur permittivité et perméabilité [45]

Le premier cadran les signes de la permittivité et de la perméabilité sont tous les deux positifs ($\epsilon > 0, \mu > 0$), ceci correspond à des matériaux diélectriques. Dans ce cadran la propagation dans le milieu est dite main droite, et ce milieu est dit doublement positif (DPS).

Dans les deux autres cadrans où l'une des propriétés peut être négative, comme le matériau ENG ($\epsilon < 0, \mu > 0$) où la permittivité est négative. Ces matériaux sont de type plasmas.

Pour le matériau MNG ($\epsilon > 0, \mu < 0$) la perméabilité est négative ; ce matériau est dit matériau magnétique, comme les ferrimagnétiques qui peuvent avoir une perméabilité négative comme on l'a vu précédemment dans ce chapitre.

Ces trois différents types de matériaux que sont les diélectriques (DPS), les plasmas (ENG) et les matériaux magnétiques (MNG) sont des matériaux qui existent dans la nature. Par contre pour le dernier cadran où la permittivité et la perméabilité sont négatives simultanément, il n'existe pas de matériaux naturels capables d'avoir ces propriétés. Toutefois ils sont réalisables en faisant un assemblage artificiel de différents éléments. Dans ce milieu la propagation est dite main gauche, et ce milieu est dit doublement négatif (DNG) [34].

I.6.2 Définition des métamatériaux

Par définition les métamatériaux sont des matériaux fabriqués artificiellement [24]. Ils sont constitués à partir d'un assemblage hétérogène de différents matériaux. Si l'échelle de taille des éléments constitutifs est petite devant la longueur d'onde, on peut alors les considérer comme des matériaux homogènes par rapport à l'onde considérée. Les propriétés électromagnétiques obtenues peuvent alors aboutir à des phénomènes nouveaux.

Plusieurs travaux ont été menés dans ce domaine et grâce à leurs propriétés, ces matériaux sont utilisables dans plusieurs domaines comme l'optique [25], l'électromagnétisme, hyperfréquences, l'acoustique [26], la fluidique [27].

La recherche sur ces matériaux artificiels est étroitement liée au désir d'obtenir des nouvelles propriétés physiques. Ainsi, le principe de réfraction négative a été étudié par L.I. Mandelshtam en 1944 et fut publié 1950 [29].

Le chercheur W.E. Kock a également travaillé en 1948 sur le concept de diélectrique artificiel, afin de pouvoir concevoir des lentilles diélectriques très légères. Il a ainsi réalisé une adaptation d'indice effectif de réfraction à l'aide d'un milieu artificiel, à base d'un arrangement périodique de sphères conductrices, de disques et de rubans dans une matrice [28].

Sivukhin a travaillé en 1957 sur le lien entre la négativité de la perméabilité et de la permittivité [30].

En 1968 V.G. Veselago s'intéresse théoriquement aux effets d'un milieu où la perméabilité et la permittivité sont négatives simultanément. Il montre ainsi les effets de réfraction négative aux interfaces avec des matériaux classiques ($\epsilon > 0$, $\mu > 0$).

Les matériaux sont aussi appelés main-gauche car le trièdre de propagation $(\vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$ d'une onde TEM dans ce milieu est direct sur la main gauche [31].

De nombreux autres travaux ont exploré ce domaine, notamment depuis les travaux de Pendry [34] et les réalisations de Smith [2] qui ont proposés, réalisés et mesurés ces propriétés extraordinaires à partir de métamatériaux composés de fils et de bandes ouvertes métalliques résonant électriquement et magnétiquement sur la même bande de fréquences. Nous ne citerons pas ici tous les travaux menés depuis, mais on peut simplement noter qu'il y a relativement peu de travaux qui utilisent des matériaux magnétiques comme les ferrites.

Dernièrement, dans les années 2004, Tsutsumi a utilisé les ferrites dans le domaine des métamatériaux, en faisant une ligne microstrip sur un substrat de ferrite où il observe une propagation main gauche (LH) non réciproque [32].

I.6.3 Matériaux à indice de réfraction négatif

Ce sont des matériaux qui possèdent un milieu de permittivité et de perméabilité négative. La propagation électromagnétique dans un milieu doublement négatif est particulière. Ainsi le vecteur d'onde $\vec{k}$ est opposé au vecteur de Poynting $\vec{\pi}$.

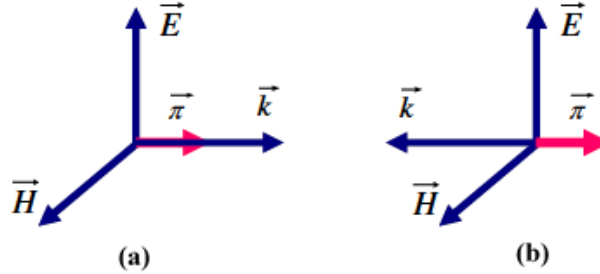


FIGURE I.10 – Représentation vectorielle d'une onde plane (a) milieu main droite, (b) milieu main gauche [33]

I.7 Synthèse d'une ligne de transmission

Une ligne de transmission dans le domaine micro-onde présente généralement une longueur grande devant la longueur d'onde. Dans ce cas l'intensité et la tension varient le long de la ligne et on ne peut plus utiliser de simples lois électriques pour représenter ce qui se passe sur la ligne. Le schéma d'une ligne de transmission est montré sur la figure ci-après.

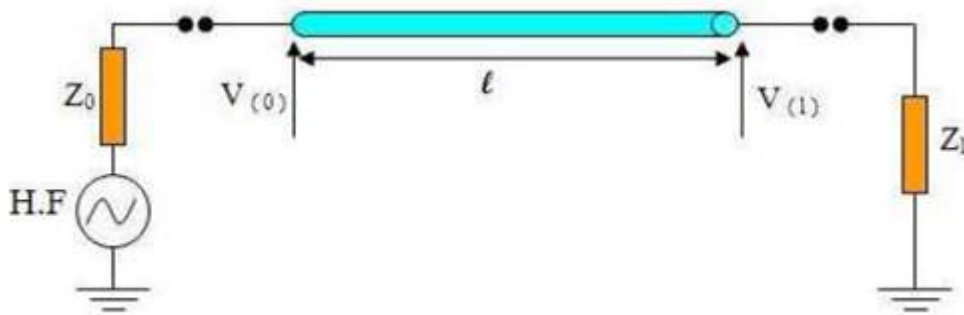


FIGURE I.11 – Modèle d'une ligne de transmission [2]

On représente dans ces conditions la ligne sous forme d'un schéma équivalent. Pour prendre en compte l'effet de la propagation ; cette ligne est découpée en petits tronçons dx très petits devant la longueur d'onde ($dx \ll \lambda$) afin d'utiliser les lois électriques classiques pour modéliser la ligne. A partir de ce schéma on peut déterminer les paramètres qui caractérisent les éléments d'une ligne de transmission qui sont : la constante de propagation γ , l'impédance caractéristique Z_C , la vitesse de phase V_ϕ et la vitesse de groupe V_g .

I.7.1 Ligne de transmission main droite (RH)

La ligne est modélisée par un réseau électrique (circuit électrique) qui comporte une résistance R en série avec une inductance L_R , qui correspondent respectivement aux pertes ohmiques dans les conducteurs de la ligne et aux effets inductifs. Il y a aussi une capacité C_R en parallèle avec une conductance G qui correspondent aux effets capacitifs et aux pertes diélectriques (Figure I.12 (a)). Si la ligne est à faible pertes, la résistance R et la conductance G sont négligeables (figure I.12(b)).

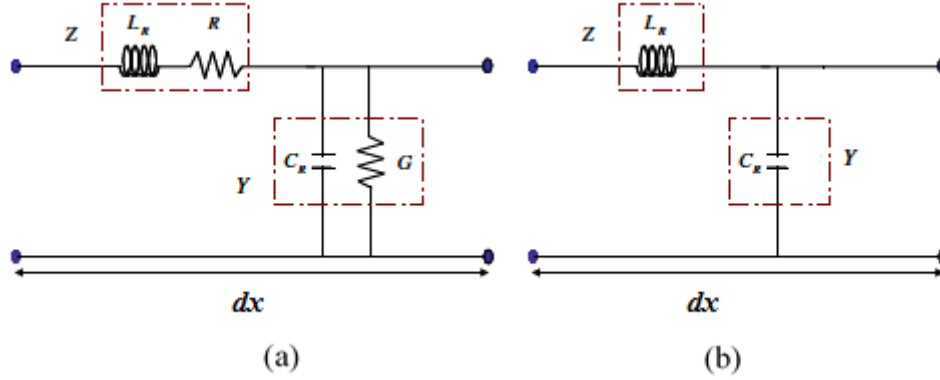


FIGURE I.12 – Circuit d'une ligne purement main droite (a) avec pertes, (b) sans pertes [35]

$$\begin{cases} \frac{dv}{dx} = -i(x)Z \\ \frac{di}{dx} = -v(x)Y \end{cases} \quad (\text{I.23})$$

Les éléments de ce circuit (ligne main droite) avec pertes sont donnés par :

$$\begin{cases} \gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{ZY} \\ Z_C = \sqrt{\frac{Z}{Y}} \\ V_\phi = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{ZY}} \\ V_g = \left[\frac{\partial \omega}{\partial \beta} \right]^{-1} \end{cases} \quad (\text{I.24})$$

Si $R \rightarrow 0$ & $G \rightarrow 0$ c'est à dire ligne main droite sans pertes :

$$\begin{cases} \gamma = j\beta = j\omega\sqrt{L_R C_R} \\ Z_C = \sqrt{\frac{L_R}{C_R}} \\ V_\phi = \frac{1}{\sqrt{L_R C_R}} \\ V_g = \frac{1}{\sqrt{L_R C_R}} \end{cases} \quad (\text{I.25})$$

I.7.2 Ligne de transmission main gauche (LH) ou ligne métamatériaux

La ligne de transmission main gauche est obtenue en inversant le circuit de la ligne main droite sans pertes c'est-à-dire en mettant la capacité en série et l'inductance en parallèle. Ce modèle est le modèle dual du circuit main droite (RH). C'est le modèle d'une ligne de transmission de propagation inversée.

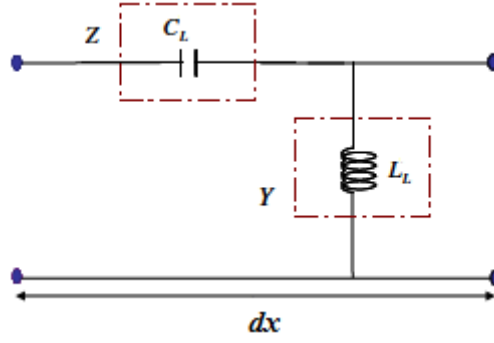


FIGURE I.13 – Modèle d'une ligne purement main gauche sans pertes

Les paramètres de ce circuit purement main gauche donnent alors :

$$\begin{cases} \gamma = j\beta = -j\frac{1}{\omega\sqrt{L_L C_L}} \\ Z_C = \sqrt{\frac{L_L}{C_L}} \\ V_\phi = -\omega^2\sqrt{L_L C_L} \\ V_g = +\omega^2\sqrt{L_L C_L} \end{cases} \quad (\text{I.26})$$

Dans cette ligne main gauche, la vitesse de phase et la vitesse de groupe sont égales mais de signes opposés, ce qui est significatif d'un comportement main gauche.

Dans ce cas on retrouve un indice de réfraction négatif avec les deux vitesses (phase et groupe) sont opposées :

$$\begin{cases} n = \frac{C_0}{V_\phi} = -\frac{C_0}{\omega^2\sqrt{L_L C_L}} < 0 \\ V_\phi = -V_g = -\omega^2\sqrt{L_L C_L} = -\omega^2/\omega_L \end{cases} \quad (\text{I.27})$$

C_0 : vitesse de la lumière dans le vide.

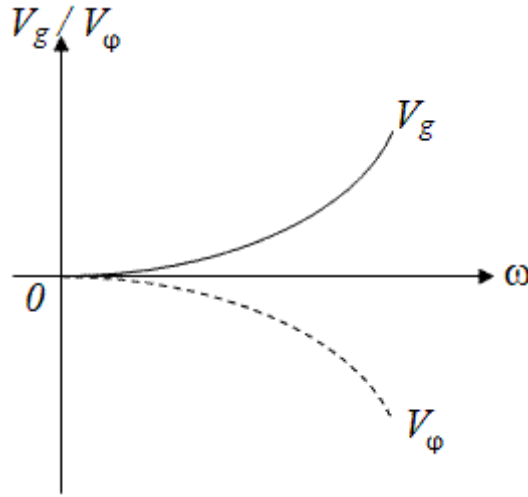


FIGURE I.14 – Variation de la vitesse de groupe et de la vitesse de phase d'une ligne main gauche en fonction de la fréquence [2]

I.7.3 Ligne Main-droite Main-gauche (CRLH)

Cette ligne est une ligne composée d'une structure main-droite et d'une structure main-gauche. Elle est appelée ligne composée ou combinée (CRLH : Composite Right/Left Handed). C'est le cas général de toute ligne métamatériaux. En effet, la structure purement main-gauche est non réalisable en pratique.

Le schéma équivalent sans pertes est présenté sur la figure ci-dessous.

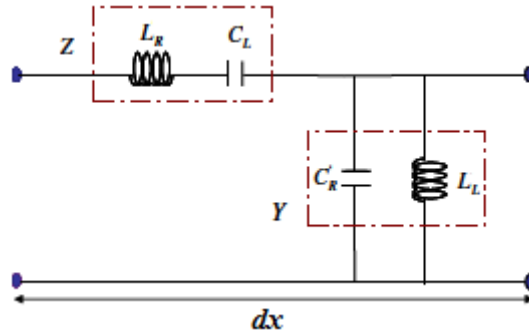


FIGURE I.15 – Ligne de transmission combinée sans pertes [35]

Dans ces conditions on obtient alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} Z = jL_R\omega + \frac{1}{jC_L\omega} \\ Y = jC_R\omega + \frac{1}{jL_L\omega} \\ Z_c = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{L_R - \frac{1}{C_L\omega^2}}{C_R - \frac{1}{L_L\omega^2}}} \\ \mu = \frac{Z}{j\omega} = L_R - \frac{1}{C_L\omega^2} \\ \varepsilon = \frac{Y}{j\omega} = C_R - \frac{1}{L_L\omega^2} \end{array} \right. \quad (\text{I.28})$$

On pose ω_s et ω_p , résonance série et parallèle comme :

$$\begin{cases} \omega_s = \frac{1}{\sqrt{L_R C_L}} \\ \omega_p = \frac{1}{\sqrt{L_L C_R}} \end{cases} \quad (\text{I.29})$$

La ligne combinée se comporte différemment selon la fréquence. En basse fréquence les éléments de l'impédance Z et de l'admittance Y qui sont L_R et C_L tendent vers zéro. Ce qui indique que la permittivité et la perméabilité deviennent négatives : la ligne combinée se comporte en ligne main gauche. Vers les fréquences élevées, la permittivité et la perméabilité deviennent positives et le circuit se comporte comme une ligne de transmission classique purement main droite et entre ces deux fréquences (basse et haute), cette zone est la zone où l'onde devient une onde évanescence. La propagation est alors stoppée.

L'expression de la constante de phase est :

$$\gamma = \alpha + j\beta = j\sqrt{\frac{(L_R C_L \omega^2 - 1)(L_L C_R - 1)}{L_L C_L \omega^2}} = jS(\omega)\sqrt{\frac{(\omega^2 - \omega_s^2)(\omega^2 - \omega_p^2)}{L_L C_L \omega_s^2 \omega_p^2}} \quad (\text{I.30})$$

La constante de phase peut être purement réelle ou purement imaginaire selon le signe de $S(\omega)$:

Si $\omega < (\omega_s, \omega_p) \rightarrow S(\omega) = -1$: région main gauche

Si $\omega > (\omega_s, \omega_p) \rightarrow S(\omega) = 1$: région main droite.

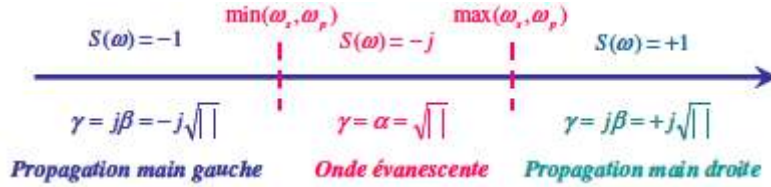


FIGURE I.16 – Les différents intervalles de propagation dans le spectre de fréquences [45]

La zone où l'onde devient évanescence est appelée zone de bande interdite ; elle peut être éliminée si les fréquences de résonance série et parallèle sont égales ($\omega_s = \omega_p$) [36].

$$\Rightarrow L_s C_p = L_p C_s \quad (\text{I.31})$$

Ce qui correspond au cas équilibré. Ce cas est très intéressant, car il permet la transition de la propagation d'une manière continue avec la fréquence. On peut tracer les constantes de propagation de trois différentes lignes de transmission en fonction de la fréquence de résonance selon la direction de propagation z positif.

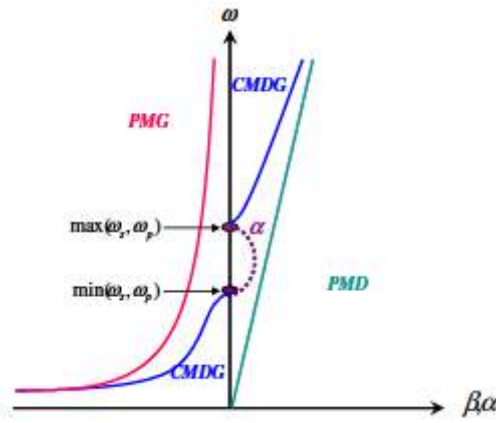


FIGURE I.17 – Courbe de dispersion-atténuation de trois différentes lignes de transmission sans pertes [35]

La dispersion de la constante de propagation et l'atténuation d'une ligne CRLH à pertes sont présentées sur la figure suivante.

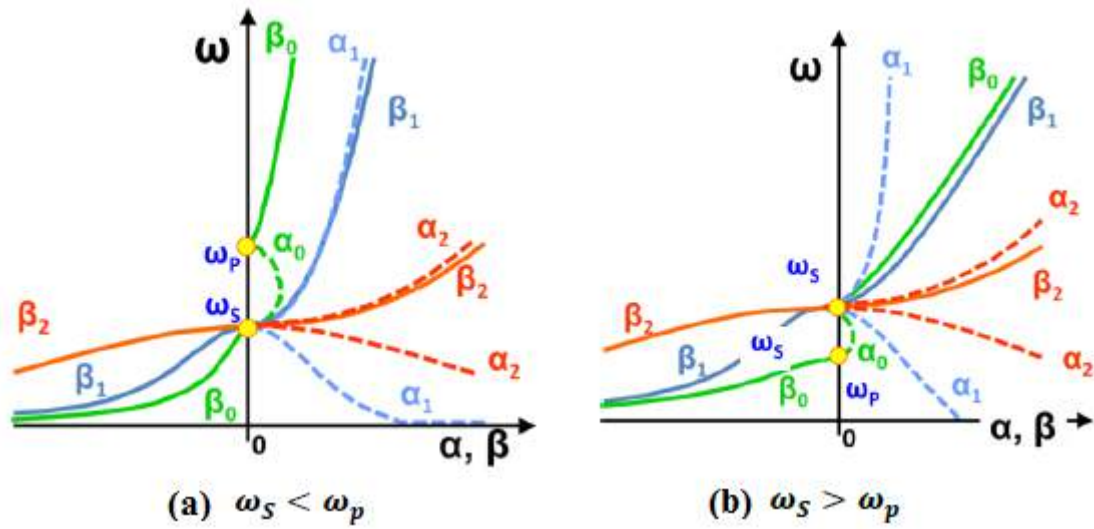


FIGURE I.18 – Courbe d'une ligne CRLH à pertes [38]

Conclusion

Les matériaux magnétiques ont été présentés dans ce chapitre avec leurs différentes formes, propriétés et classes. Ces matériaux magnétiques sont primordiaux dans les applications des dispositifs non-réciproques surtout dans le domaine des hyperfréquences.

Une attention particulière a été portée sur les différents types de ferrites et plus particulièrement sur le grenat de fer et d'yttrium et l'hexaferrite de baryum dont les moments magnétiques présentent une précession qui peut être entretenue par l'ajout d'un champ hyperfréquence.

Le champ hyperfréquence dans le ferrite est décrit par un tenseur de perméabilité lié à la susceptibilité magnétique. La résonance gyromagnétique qui est à l'origine des phénomènes de propagation non-réciproque est obtenue, si la fréquence du champ hyperfréquence est proche de celle de la précession.

Ensuite une présentation succincte des métamatériaux a été réalisée. Les métamatériaux sont des matériaux artificiels dont les échelles de structuration sont très inférieures à celle de la longueur d'onde. Nous avons essentiellement décrit les principes des métamatériaux dans les lignes de propagation car ils correspondent au domaine d'application de ce travail de thèse.

Bibliographie

- [1] Chapitre 1 : Les matériaux magnétiques, disponible sur : <https://dossier.univ-st-etienne.fr/destoucn/www/Enseignements/CMmagn%C3%A9tismeND.pdf> (consulté le 08/02/2013).
- [2] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, « Experimental verification of a negative index of refraction », *Science*, pp. 77-79, 2001.
- [3] Daniel D. Stancil, *Theory of Magnetostatic Wave*, (Springer-Verlag, editor), QC176.8.P6S7 (1993).
- [4] É. Benevent, « Contribution à l'étude et à la réalisation d'un circulateur hyperfréquence à couche mince magnétique dans la bande 40 – 50 GHz », Thèse de doctorat, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, 2006.
- [5] S. Kirouane, « Conception et Réalisation d'un Isolateur Coplanaire en Bande X pour des Applications Télécoms », Thèse de doctorat, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, 2010.
- [6] https://fr.wikipedia.org/wiki/Onde%C3%A9lectromagn%C3%A9tique#/media/File:Onde_electromagnetique.svg (consulté 07/03/2013)
- [7] P. Gelin, « Propagation des ondes radioélectriques dans les ferrites polycristallins », *Techniques de l'ingénieur*, 2007.
- [8] O. Zahwe, « Conception et Réalisation d'un Circulateur Coplanaire à Couche Magnétique de YIG en Bande X pour des Applications en Télécommunications », Thèse de doctorat, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, 2009.
- [9] B. Bayard, « Contribution au développement de composants passifs magnétiques pour l'électronique hyperfréquence », Thèse doctorat, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, 2000.
- [10] F. Boukchiche, « Etude de structures coplanaires à Métamatériaux et à couche Magnétique », Thèse de doctorat, Université Jean Monnet de Saint-Etienne et l'Université Mentouri De Constantine, 2010.
- [11] Kittel C. 1970, « Introduction à la physique du solide », Paris : Dunod.
- [12] R.A. Waldron, « Ferrites, principes et applications aux hyperfréquences », Paris, Dunod, 1964.
- [13] A. Goldman, « Modern ferrite technology », second edition, 2006 Springer Science, Business Media, Inc.
- [14] R. Pauthenet. *Ann. Chim. Phys.* Vol.3, p. 424, 1958.
- [15] B. Ibrahim, C. Edwards, S. B. Palmer, « Pulsed laser ablation deposition of yttrium iron garnet and cerium-substituted YIG films », *J. Magn. Magn. Mater.* 220, pp. 183-187, 2000.
- [16] J. Krupka, S. Gabelich, « Comparison of split post dielectric resonator and ferrite disc resonator techniques for microwave permittivity measurements of polycrystalline yttrium iron garnet », *Meas. Sci. Technol.* 10 (1999) 1004–1008. Printed in the UK.
- [17] M. N. Afsar « Measurements of Complex Permittivity and Permeability of Common Fer-

- rimagnets at Millimeter Waves », IEEE Transactions On Magnetics, Vol. 40, No. 4, July 2004.
- [18] http://www.temex-ceramics.com/site/fichiers/TEM01_Ferrite.pdf.
- [19] P. Weiss et Forrer R. 2014 Ann. Physique, 1929, 12, 330.
- [20] D. Polder, « On the theory of ferromagnetic resonance », Philos. Mag., Vol. 40, pp. 99–115, 1949.
- [21] T.L. Gilbert, « A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials », Magnetics, IEEE Transactions on, pp. 3443-3449, 2004.
- [22] B. Lax et K.J. Button, « Microwave Ferrites and Ferromagnetics », McGraw-Hill Book Co., New York, 1962.
- [23] J. Nicolas, Microwave ferrites, Ferromagnetic materials, Vol. 2, Edited by E.P. Wohlfarth, North-Holland, Publishing Company, pp. 251-253, 1980.
- [24] R.W. Ziolkowski and N. Engheta, « Special issue on metamaterials », IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 51, no. 10, pages 2546-2549, 2003.
- [25] V. M. Shalaev, « Optical negative-index metamaterials », Nature Photonics, vol. 1, p. 41-48, 2007.
- [26] J. Li et C. T. Chan, « Double-negative acoustic metamaterial », Physical Review E, vol. 70, p. 055602, 2004.
- [27] K. J. Morton, K. Loutherbach, D. W. Inglis, O. K. Tsui, J. C. Sturm, S. Y. Chou et R. H. Austin, « Hydrodynamic metamaterials : Microfabricated arrays to steer, refract, and focus streams of biomaterials », Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, vol. 105 No. 21, p. 7434 - 7438, 2008.
- [28] W.E. Kock, « Metallic delay lenses », Bell Sys. Tech. J, vol. 27, pp 58-82, 1948.
- [29] L.I. Mandelshtam, « Lecture on some problems of the theory of oscillations », Complete collection of works, vol. 5, pp 428-467, 1950.
- [30] D.V. Sivukhin, « The energy of electromagnetic waves in dispersive media », Opt. Spektrosk, vol. 3, pp 308-32, 1957.
- [31] C. Caloz et T. Itoh, « Electromagnetic Metamaterials transmission line theory and microwave applications », John Wiley & Sons, 2006.
- [32] M. Tsutsumi and Y. Ueda, « Nonreciprocal left-handed microstrip lines using ferrite substrate », IEEE Transactions of Microwave Theory and Techniques International Symposium, Vol. 1, pp 249-252, June 2004.
- [33] V.G. Veselago, « The electrodynamics of substance with simultaneously negative values of ε and μ », Soviet Physics USPEKHI, vol. 10, no. 4, pages 509-514, 1968.
- [34] J.B. Pendry, « Negative refraction makes a perfect lens », Phys. Rev. Lett, Vol. 85, pp. 3966-3969, 2000.
- [35] A. Lai, C. Carloz, and T. Itoh « Composite right/left-handed transmission line metamaterials », IEEE Microwave magazine, page 34-50, 2004.

- [36] R. Marqués, F. Martin, M. Sorolla, « Metamaterials with Negative Parameters, Theory, Design, and Microwave Applications », 2008 by John Wiley & Sons, Inc.
- [37] A. Farhat « Extension de la méthode TLM aux milieux anisotropes et dispersifs. Applications a la conception de circulateurs a jonction-y miniatures en technologie », Thèse de doctorat, Université européenne de Bretagne, 2011.
- [38] B. Sauviac, « Meta-lines : Transmission line approach for the design of metamaterial devices », ch 2 of MetaLines : Transmission Line Approach for the Design of Metamaterial Devices, in Metamaterials and Wave Control (ed É. Lheurette), John Wiley & Sons, 2013.
- [39] Gilbert, « A Lagrangian Formulation of the Gyromagnetic Equation of the Magnetization Field », Phys. Rev., vol. 100, no 4, pp 1243-1255, Nov. 1955.
- [40] E. Schloemann, « Microwave behavior of partially magnetized ferrites », Journal of Applied Physics, Vol.41, N°1, pp. 204-214, Jan. 1970.
- [41] G.T. Rado, « Theory of the microwave permeability tensor and Faraday effect in non saturated ferromagnetic materials », Phys. Review, Vol. 89, pp. 529, 1953.
- [42] J.J. Green, F. Sandy, « Microwave characterization of partially magnetized ferrites », IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 22, N°6, pp. 641-645, June 1974.
- [43] M. Igarashi, Y. Naito, « Tensor permeability of partially magnetized ferrites », IEEE Trans. Magnetics, Vol.13, N°5, pp. 1664-1668, Sep. 1977.
- [44] P. Gelin, K. Berthou-Pichavant, « New consistent model for ferrite permeability tensor with arbitrary magnetization state », IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol.45, N°8, pp. 1185-1192, August 1997.
- [45] A. Zermane, « Contribution à l'étude et la faisabilité de micro-résonateurs en structure planaire », Thèse de doctorat, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, 2011.

LES COMPOSANTS PASSIFS NON RECIPROQUES

Sommaire

Introduction	43
II.1 Généralités sur les multipôles	44
II.1.1 Définition	44
II.1.2 Paramètres S : Scattering parameters	44
II.1.3 Le quadripôle	45
II.2 Les lignes de transmissions planaires	46
II.2.1 Définition	46
II.2.2 Différents modes de propagation	46
II.2.3 Les technologies planaires	47
II.2.3.1 Ligne microruban (microstrip)	48
II.2.3.2 Ligne coplanaire (coplanar waveguide)	49
II.3 Les dispositifs non-réciproques	51
II.3.1 Définition	51
II.3.2 La non-réciprocité en hyperfréquence	51
II.3.3 Les circulateurs	53
II.3.3.1 Principe et différentes utilisations	53
II.3.3.2 Utilisation d'un circulateur comme isolateur	54
II.3.3.3 Le circulateur en technologie coplanaire	55
II.4 Les isolateurs hyperfréquences	57
II.4.1 Principe de fonctionnement d'un isolateur	57
II.4.2 Matrice de répartition	58
II.4.3 Paramètres d'un isolateur	58
II.4.4 Applications des isolateurs	60
II.4.4.1 Application comme découplage	60

II.4.4.2	Application pour le multiplexage	60
II.4.5	Les différents types d'isolateurs	61
II.4.5.1	Isolateur à déplacement de champ en guide d'onde rectangulaire	61
II.4.5.2	Isolateurs à déplacement de champ sur une ligne microruban	62
II.4.5.3	Isolateur à effet de Faraday	62
II.4.5.4	L'isolateur triplaques à résonance	63
II.4.5.5	Les isolateurs coplanaires à résonance	64
Conclusion		69
Bibliographie		70

Introduction

LES composants planaires passifs non réciproques sont des composants micro-onde utilisés dans le domaine des télécommunications. Parmi ces composants on retrouve les isolateurs et les circulateurs qui sont des dispositifs planaires non réciproques dont l'intérêt est d'assurer le passage du signal dans un sens et de l'isoler dans l'autre. Ils se basent sur les phénomènes magnétiques à hautes fréquences comme le phénomène de gyrorésonance, le déplacement de champ et l'effet Faraday. Ces dispositifs sont constitués de substrats de ferrites sur lesquels sont structurés les motifs du composant.

Dans ce chapitre nous allons présenter les généralités sur les quadripôles passifs non-réciproques. Ensuite viendra une partie sur les différents types de lignes de transmission planaires avec leurs constituants. Et enfin une dernière partie sur les différents types de dispositifs non réciproques existants et plus particulièrement les isolateurs avec leurs applications dans le domaine des hyperfréquences et leurs performances seront présentées.

II.1 Généralités sur les multipôles

II.1.1 Définition

Un multipôle est un circuit constitué de plusieurs ports (lignes) de connexion reliés à un noyau central. Chaque port est parcouru par une onde entrante qui se propage du port vers le noyau et une onde sortante qui se propage du noyau vers l'extérieur.

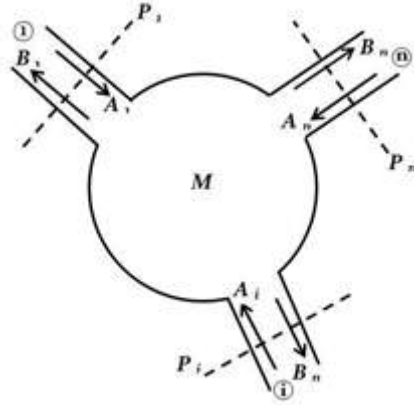


FIGURE II.1 – Un multipôle [1]

Sur la figure (2) on observe plusieurs ports qui vont de P_1 à P_n et les ondes entrantes sont notées A_i et les ondes sortantes sont notées B_i , avec $i=1$ à n , ces grandeurs sont reliées entre elles par les paramètres S_{ij} [1] [2] :

$$B_i = S_{i1}A_1 + \dots + S_{ij}A_j + \dots + S_{in}A_n \quad (\text{II.1})$$

S_{ij} : coefficient de pondération

n : nombre de voies du multipôle.

II.1.2 Paramètres S : Scattering parameters

Les paramètres S sont des coefficients de pondération utilisés dans les domaines des hyperfréquences. Ces paramètres appelés coefficients de diffraction ou de répartition et notés S_{ij} , permettent de déterminer le comportement électromagnétique d'un composant.

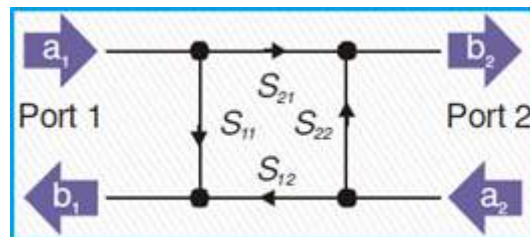


FIGURE II.2 – Paramètres de dispersion d'un composant à deux ports [3]

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (\text{II.2})$$

$S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0}$ est la réflexion à l'entrée 1 quand la sortie est adaptée (port 2).

$S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0}$ est la transmission de l'entrée 1 vers la sortie 2 quand l'entrée est adaptée.

$S_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0}$ est la transmission de la sortie 2 vers l'entrée 1 quand la sortie est adaptée.

$S_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0}$ est la réflexion à la sortie 2 quand l'entrée 1 est adaptée.

Les paramètres S ont quelques propriétés remarquables selon les types de circuits.

Pour les :

⊗ Circuits symétriques $\Leftrightarrow S_{11} = S_{22}$

⊗ Circuits réciproques $\Leftrightarrow S_{21} = S_{12}$

⊗ Circuits non réciproques $\Leftrightarrow S_{21} \neq S_{12}$ et $S_{11} \neq S_{22}$

II.1.3 Le quadripôle

Un quadripôle est un système de transmission linéaire qui comporte deux ports (P_1 et P_2) d'entrée/sortie, servant de plans de référence. Les isolateurs coplanaires peuvent être considérés comme des quadripôles.

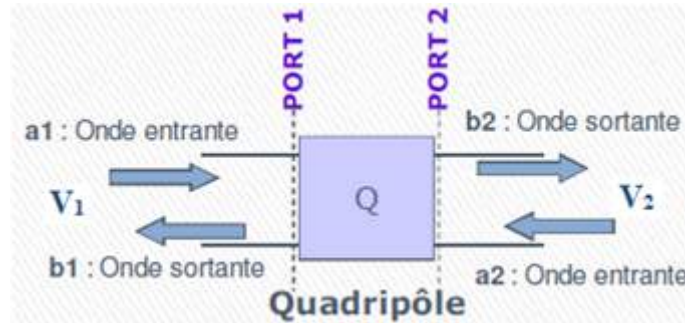


FIGURE II.3 – Schématisation d'un quadripôle

Avec :

$$\begin{cases} V_1 = a_1 + b_1 \\ V_2 = a_1 + b_2 \\ \begin{cases} b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \\ b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2 \end{cases} \Leftrightarrow \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

II.2 Les lignes de transmissions planaires

II.2.1 Définition

Une ligne de transmission ou un guide est un ensemble d'un ou de plusieurs conducteurs qui permet de transporter un signal électrique d'un émetteur (source) vers un récepteur (charge) [1].

Il existe différents types de lignes de transmission, et celles qui sont utilisées dans les technologies planaires sont les lignes microrubans, les lignes à fentes et les lignes coplanaires. On retrouve aussi les guides d'onde métalliques (rectangulaire et circulaire) qui sont utilisés comme des lignes de transmission.

Ces lignes sont caractérisées par des paramètres principaux. Ces paramètres sont l'impédance caractéristique Z_C , une vitesse de propagation $V\varphi$, une constante d'affaiblissement α et une fréquence de coupure f_c .

II.2.2 Différents modes de propagation

Lorsqu'une onde électromagnétique se propage, il existe trois différents modes possible de transmissions de l'onde dans le composant micro-onde suivant l'axe de propagation (axe z) : mode Transverse Electromagnétique (TEM), mode Transverse Electrique (TE) et mode Transverse Magnétique (TM).

• Mode TEM

Le mode Transverse Electromagnétique (TEM) est un mode de propagation où les champs électriques et magnétiques suivant la direction de propagation z sont tous nuls ($E_z = 0$ et $H_z = 0$). Dans le mode TEM ni le champ électrique ni le champ magnétique ne sont orientés dans la direction de propagation.

• Mode TE

Le mode Transverse Electrique (TE) est un mode de propagation où le champ électrique est nul suivant z ($E_z = 0$) alors que le champ magnétique normal au champ électrique n'est pas nul suivant z ($H_z \neq 0$). C'est-à-dire que le champ E est perpendiculaire à la direction de propagation. Dans ce mode il n'existe pas de champ électrique dans la direction de la propagation. Ce mode s'appelle parfois mode H parce qu'il y a seulement un champ magnétique le long de la direction de la propagation.

• Mode TM

Le mode Transverse Magnétique (TM) est un mode de propagation où le champ magnétique est nul suivant z ($H_z = 0$) alors que le champ électrique normal au champ magnétique ne l'est pas ($E_z \neq 0$). C'est-à-dire que le champ H est perpendiculaire à la direction de propagation. Dans

ce mode il n'existe pas de champ magnétique dans la direction de la propagation. Ce mode s'appelle parfois mode E parce qu'il y a seulement un champ électrique le long de la direction de la propagation.

• Mode Hybride

Le Mode hybride est un mode où les champs électriques et magnétiques sont différents de zéro dans la direction de la propagation ($E_z \neq 0$ et $H_z \neq 0$). Le tableau ci-dessous résume les différents modes en fonction des polarisations des champs E_z et H_z .

E_z	H_z	Nom	Sigle
$= 0$	$\neq 0$	Transverse Electrique	TE
$\neq 0$	$= 0$	Transverse Magnétique	TM
$= 0$	$= 0$	Transverse Electromagnétique	TEM
$\neq 0$	$\neq 0$	Hybride Electromagnétique	HEM

TABLE II.1 – Différents types de modes de propagation pour les ondes électromagnétiques dans les guides.

II.2.3 Les technologies planaires

Les technologies planaires sont des technologies modernes de circuits micro-électroniques imprimés, utilisés dans le domaine des télécommunications, conçus pour le passage de faibles puissances. L'avantage de ces technologies est de diminuer le volume du composant par rapport aux guides creux, afin de résoudre le problème d'encombrement du circuit.

Cette miniaturisation est l'objectif principal de la technologie planaire afin d'obtenir un composant qui répond aux critères suivant [4] :

- Avoir une dimension et un poids faibles
- Une compatibilité avec des circuits intégrés
- Des performances intéressantes
- Une fiabilité meilleure
- Une reproductibilité des performances
- Un coût faible

Dans cette partie une étude sera faite sur les lignes de transmission planaires que sont la ligne microruban et la ligne coplanaire avec leurs modes de propagation.

II.2.3.1 Ligne microruban (microstrip)

La ligne microruban est une ligne de transmission très utilisée pour la fabrication des circuits à micro-ondes. Cette ligne est constituée d'une ligne conductrice de largeur W déposée sur un substrat de diélectrique de permittivité relative ϵ_r et d'épaisseur h sous lequel une couche de métal est déposée sur toute la surface pour constituer le plan de masse. [5]

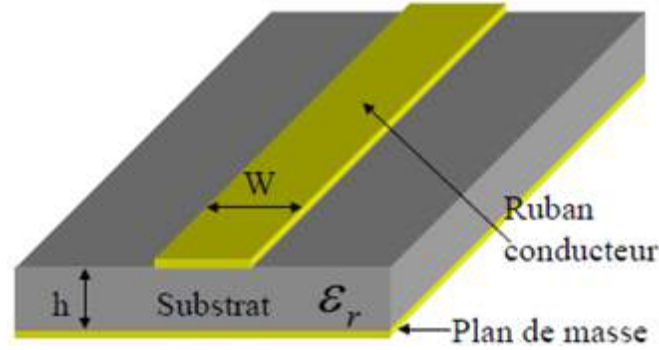


FIGURE II.4 – Ligne microruban (microstrip)

La ligne microruban possède un substrat qui est un support mécanique. Ce support influe sur les propriétés de la ligne via ses paramètres constitutifs que sont la permittivité ϵ_r et la perméabilité μ_r . Ce substrat présente des pertes diélectriques représentées par $tg\delta$.

En prenant un exemple d'une ligne microstrip adaptée, son impédance caractéristique est $Z_0 = 50\Omega$.

Les paramètres électriques de la ligne microstrip dépendent de la permittivité relative du substrat, de son épaisseur h et de la largeur du ruban W .

En faisant une simulation avec le logiciel HFSS (High Frequency Structure Simulation), qui est un logiciel de simulation de structures en 3D, les résultats de propagation des champs électriques et magnétiques sont présentés sur la figure ci-dessous.

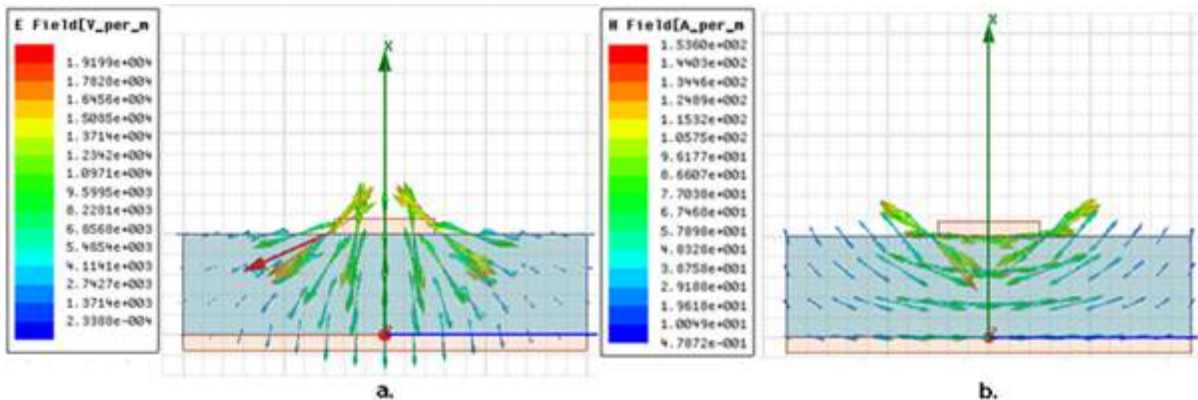


FIGURE II.5 – Configuration des champs électriques (a) et magnétiques (b)

Dans cette structure le signal hyperfréquence se propage entre le plan de masse et le ruban conducteur. Son mode de propagation n'est pas le mode TEM à cause des champs électro-

magnétiques qui ne se propagent pas dans l'air mais dans le substrat. Le mode peut être approximativement un mode quasi-TEM où les champs correspondent au cas statique, car ses composantes longitudinales sont quasiment nulles c'est à dire que les champs électriques et magnétiques sont orthogonaux à l'axe de la ligne de propagation [6]. Dans la structure microruban la propagation des ondes n'est pas homogène à cause du ruban conducteur dont une partie de ces lignes de champ se trouve dans l'air et une autre dans le substrat.

Comme la ligne est constituée d'un substrat diélectrique, les paramètres de la ligne, avec ϵ_e la permittivité effective, peuvent être calculés de la manière suivante :

$$\begin{cases} Z_c = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \\ v_p = \frac{C}{\sqrt{\epsilon_e}} \end{cases} \quad (\text{II.4})$$

Avec :

$$\epsilon_e = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + 10 \frac{h}{W}}} \quad (\text{II.5})$$

II.2.3.2 Ligne coplanaire (coplanar waveguide)

Une ligne coplanaire est une ligne de transmission planaire composée de deux plans de masse latéraux et d'un conducteur central de largeur W qui permet de faire passer le signal micro-onde. Ils sont constitués de rubans métalliques déposés sur la partie supérieure du substrat de diélectrique de permittivité relative ϵ_r et d'épaisseur h . Entre la ligne centrale et les plans de masse latéraux se situe une fente de largeur S (gap) et la distance d (voir figure 6) est la somme de deux largeurs de fentes plus la largeur du conducteur W (signal). Cette ligne nommée CPW (Coplanar Waveguide) a été proposée principalement par Wen en 1969 qui la présente comme une alternative au microstrip [7].

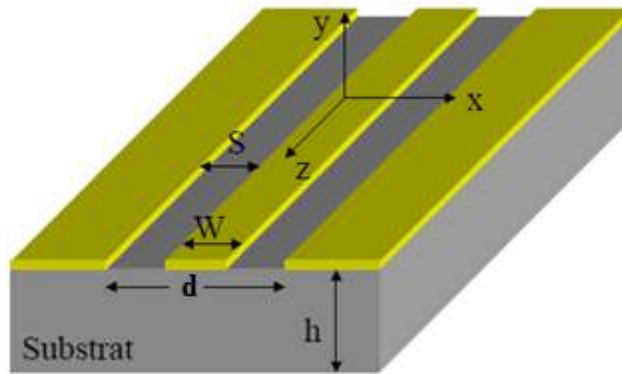


FIGURE II.6 – Structure d'une ligne coplanaire

La ligne coplanaire possède beaucoup d'avantages par rapport à la ligne microruban. En termes de coût de réalisation, la ligne coplanaire est plus intéressante que la ligne microruban, car elle possède une réalisation en face avant du substrat seulement, contrairement au microruban qui en possède sur les deux faces du substrat. Ces paramètres caractéristiques peuvent

être écrits :

$$\begin{cases} Z_c = \frac{Z_0}{4\sqrt{\epsilon_e}} \cdot \frac{K'(k_1)}{K(k_1)} \\ \epsilon_e = 1 + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \cdot \frac{K(k_2) \cdot K'(k_1)}{K'(k_2) \cdot K(k_1)} \end{cases} \quad (\text{II.6})$$

Avec :

$K(k_1)$ et $K(k_2)$ l'intégrale elliptique du premier ordre.

$K'(k_1)$ et $K'(k_2)$ l'intégrale elliptique du second ordre.

En prenant l'exemple d'une ligne coplanaire adaptée, son impédance caractéristique est $Z_0=50\Omega$ (ligne et plan de masse en cuivre et le substrat en alumine).

Cette ligne est simulée dans le logiciel HFSS, les résultats de propagation des champs électriques et magnétiques sont présentés sur la figure ci-dessous.

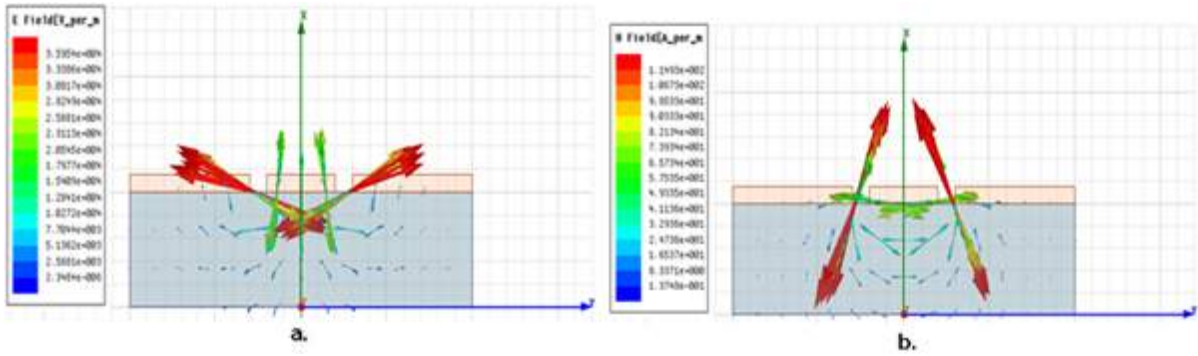


FIGURE II.7 – Configuration des champs électriques (a), magnétiques (b) dans une ligne coplanaire simulée sous HFSS

Dans la ligne coplanaire, le mode propagation n'est pas le mode TEM, car les champs électriques et magnétiques ne se propagent pas selon la composante longitudinale ($E_z = 0$ et $H_z = 0$). On retrouve initialement dans une ligne coplanaire, deux modes de propagations fondamentaux :

- Le mode de propagation pair ($E(x,y) = E(-x,y)$), c'est le mode où la ligne se comporte avec un mode de propagation Transverse Electromagnétique (TE) où la propagation du champ se fait dans la fente. Ce mode n'est pas souhaité et est à éviter.
- Le mode observé dans la figure 7 est le mode impair ($E(x,y) = -E(-x,y)$), c'est le mode coplanaire où la ligne se comporte avec un mode quasi-TEM, la propagation des champs se fait entre le ruban conducteur et les plans de masse latéraux [9] [10].

II.3 Les dispositifs non-réciproques

II.3.1 Définition

Un composant est dit réciproque si les coefficients de transmission de l'entrée du quadripôle ou du multipôle sont égaux aux coefficients de transmission de sortie : $S_{ij} = S_{ji}$ [11], [12].

A l'inverse, si les coefficients de transmission ne sont pas égaux le composant est dit non-réciproque.

$$S_{ij} \neq S_{ji} \quad (\text{II.7})$$

II.3.2 La non-réciprocité en hyperfréquence

Le phénomène de la non-réciprocité des composants planaires dans le domaine des micro-ondes est généralement basé sur les propriétés électromagnétiques des ferrites.

Le phénomène de la non-réciprocité peut se manifester de différentes manières :

- Le phénomène de gyrorésonance qui est un phénomène lié à la précession de Larmor, qui se produit lorsque le ferrite est aimanté. L'onde électromagnétique interagit avec le mouvement de précession de Larmor suivant la polarisation de l'onde. Lorsque la fréquence de l'onde électromagnétique est proche de la fréquence de gyrorésonance, l'onde qui se propage est absorbée par le matériau ce qui entraîne l'effet non-réciproque [14].
- Le déplacement de champ est un phénomène qui peut se produire lorsqu'un matériau magnétique (ferrite) est polarisé. Le phénomène fait déplacer le champ sur un côté, à gauche ou à droite de la structure guidée, selon le sens de propagation. Il est produit par l'anisotropie magnétique lorsque le ferrite est aimanté, la propagation de l'onde électromagnétique ne se faisant pas d'une manière uniforme dans des structures planaires guidées [15].

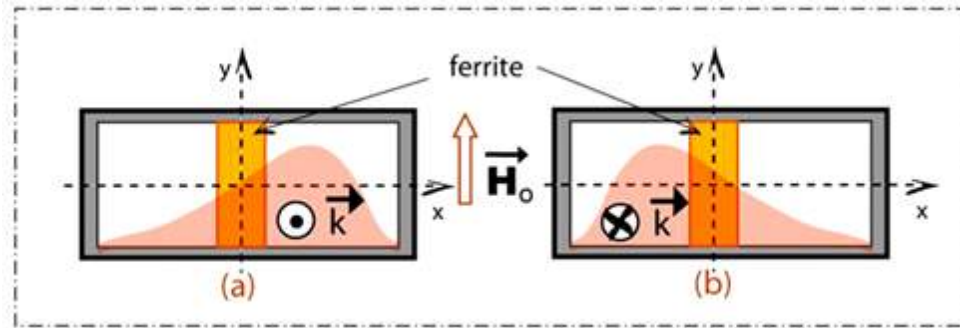


FIGURE II.8 – Propagation non réciproque et déplacement de champ dans un guide rectangulaire chargé. (a) propagation selon $z > 0$. (b) propagation selon $z < 0$. Déplacement de champ à droite ou à gauche [29]

- L'effet Faraday est phénomène qui se produit lorsqu'une onde polarisée linéairement se propage parallèlement au champ de polarisation H_0 . Cette onde peut se décomposer en deux ondes d'égales amplitudes polarisées respectivement circulaire droite et circulaire gauche ayant pour constantes de phase β^- et β^+ . Au bout d'un parcours d'une longueur d'onde λ , ces deux ondes (β^- et β^+) se retrouvent en une onde polarisée linéairement mais inclinées d'un angle de rotation θ [16].

Différents circuits utilisent les propriétés électromagnétiques des ferrites (matériaux magnétiques) pour leur fonctionnement et leurs phénomènes de non-réciprocités basés sur les propriétés de la gyrorésonance, ou l'effet de Faraday ou le phénomène de déplacement de champ. Parmi ces dispositifs on peut citer les déphaseurs, les circulateurs, les isolateurs. On peut distinguer les dispositifs non réciproques des autres dispositifs comme illustrés sur la figure 9.

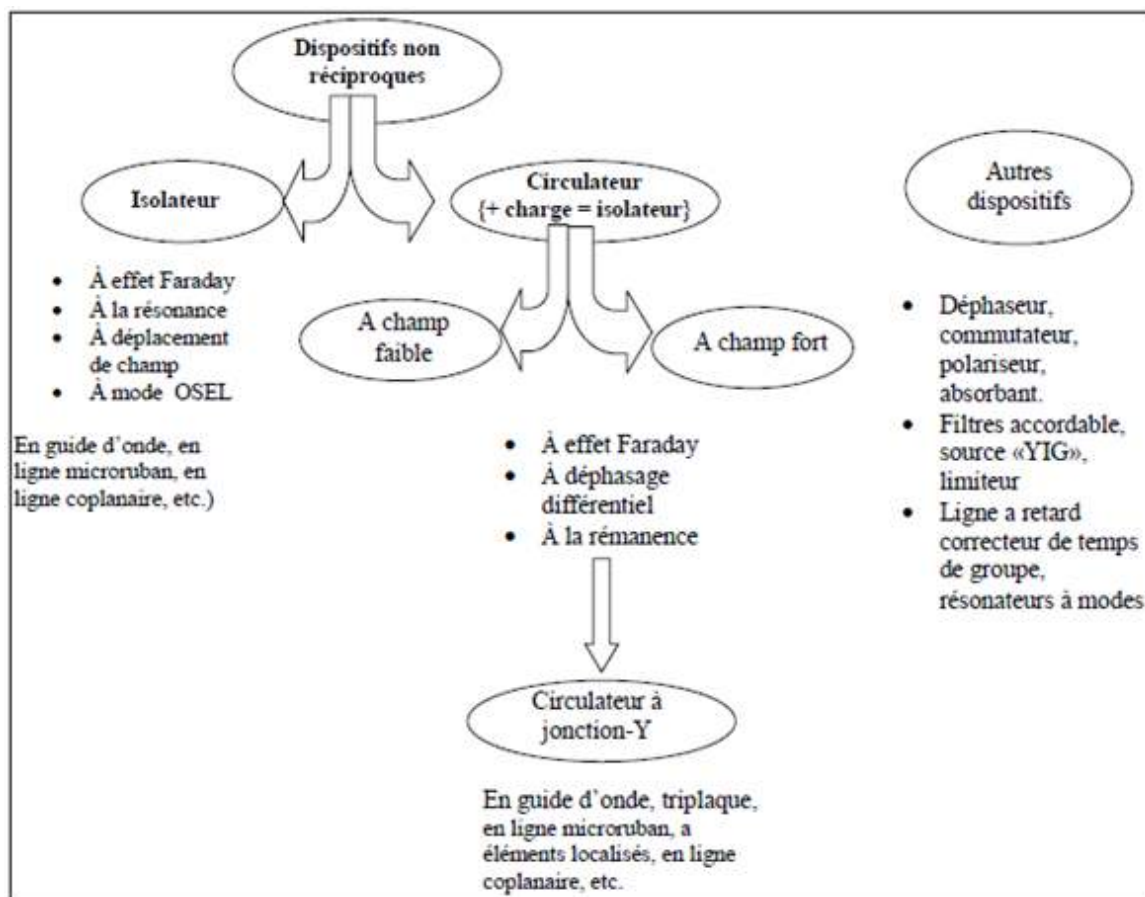


FIGURE II.9 – Principaux dispositifs hyperfréquence à ferrites

Notre objectif de travail est basé sur les isolateurs coplanaires mais tout d'abord on peut citer quelques travaux effectués sur les circulateurs coplanaires qui peuvent aussi jouer le même rôle que les isolateurs dans certaines applications, notamment en adaptant un des ports avec une charge de 50Ω .

II.3.3 Les circulateurs

II.3.3.1 Principe et différentes utilisations

Un circulateur coplanaire est un composant passif micro-onde non réciproque, constitué généralement de trois ports d'accès [20] orientés de 120° les uns des autres en forme de Y autour d'un noyau central, où se trouvent les éléments qui donnent au circulateur sa non-réciprocité [18]. Le circulateur est utilisé dans le domaine micro-onde pour la liaison permanente entre les voies afin d'assurer la séparation ou l'aiguillage des signaux émis et reçus. C'est-à-dire si un signal ou une énergie entre par le port 1, 2 ou 3 elle ne peut sortir que par le port 2, 3 ou 1 respectivement. Le but d'un circulateur est de transmettre des signaux avec certaines valeurs pour les paramètres de transmission que sont l'isolation et les pertes d'insertion. Le but est d'obtenir une bonne isolation ($> 20\text{dB}$), une bonne adaptation entre les ports (Réflexion $< -20\text{dB}$) et d'avoir des pertes d'insertion les plus faibles possibles sur le 3e port ($< 1\text{dB}$).

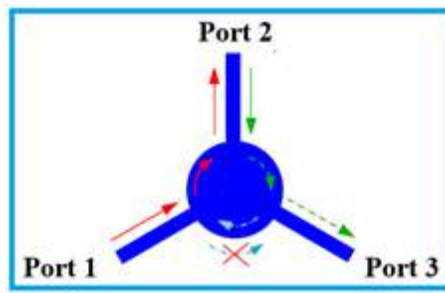


FIGURE II.10 – *Le circulateur trois ports*

Généralement tous les circulateurs sont conçus à partir de ferrites, qui ont des propriétés permettant de les utiliser dans plusieurs fonctions.

Les circulateurs coplanaires sont utilisés dans les systèmes de télécommunications pour deux objectifs essentiels :

- Le premier objectif est d'assurer la séparation du signal de transmission dans les voies d'émission et de réception, c'est-à-dire de faire l'aiguillage du signal radiofréquence dans les systèmes (radars, transmissions par satellite, téléphonie mobile par exemple sur le dispositif de la figure 11, ...). Lors de l'émission, le signal doit être orienté totalement de l'émetteur vers l'antenne sans passer par le récepteur et lors de la réception, le signal doit passer totalement de l'antenne vers le récepteur sans passer par l'émetteur.
- Le second objectif des circulateurs est qu'ils peuvent être utilisés comme un isolateur, qui a pour but d'absorber l'énergie réfléchie. Pour cela, l'un des ports du circulateur doit être désactivé c'est-à-dire relié à une charge adaptée.

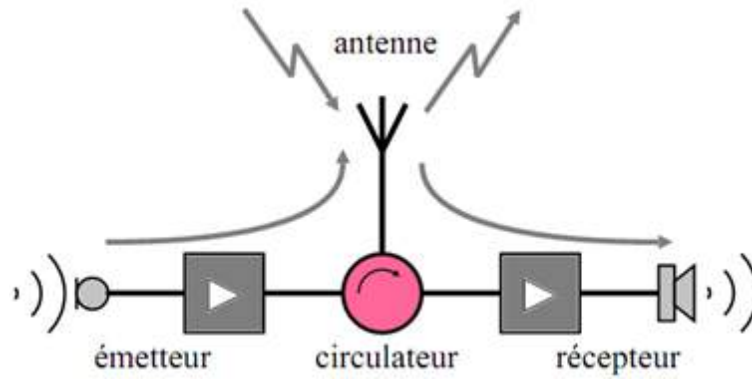


FIGURE II.11 – Principe de fonctionnement d'un circulateur

Les circulateurs en Y sont caractérisés par des paramètres S qui peuvent être écrit sous forme de matrice de dispersion :

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix} \quad (\text{II.8})$$

Avec :

- S_{21}, S_{32}, S_{13} sont les paramètres de transmission
- S_{12}, S_{23}, S_{31} sont les paramètres d'isolation
- S_{11}, S_{22}, S_{33} sont les paramètres de réflexion des voies 1, 2 et 3.

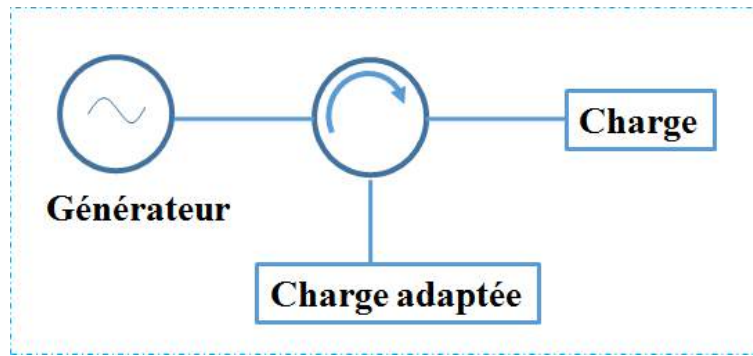
Pour un circulateur idéal, capable d'aiguiller totalement le signal, ses paramètres S ou la matrice S de dispersion s'écrivent [19] :

$$S = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.9})$$

Il existe plusieurs types de circulateurs utilisés dans les domaines micro-ondes. Plusieurs travaux ont été menés dans ce domaine et ils se sont multipliés vers la fin des années cinquante, grâce à l'importance des télécommunications et des systèmes microondes qui ont pu favoriser le développement de ces composants.

II.3.3.2 Utilisation d'un circulateur comme isolateur

Le circulateur coplanaire est utilisé comme un isolateur dans le cas où il est nécessaire de protéger des systèmes utilisés en micro-onde contre les sources d'énergies réfléchies où la puissance peut être très élevée. Pour utiliser le circulateur comme un isolateur, on utilise deux ports seulement en envoyant le signal de la voie 1 vers la voie 2, et la troisième voie doit être reliée à une charge adaptée (50Ω) qui permet d'absorber l'énergie réfléchie. Dans ce cas aucune énergie n'ira vers la source (générateur dans la figure 12) pour la détériorer.

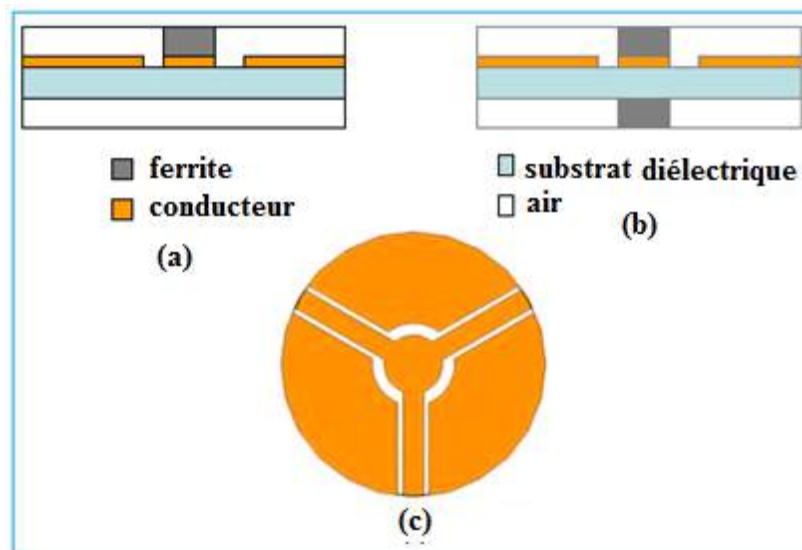
FIGURE II.12 – *Circulateur utilisé en isolateur*

II.3.3.3 Le circulateur en technologie coplanaire

Ce circulateur utilise aussi la technologie coplanaire à jonction Y , utilisant des matériaux magnétiques, plus précisément le ferrite. La technologie de fabrication de ce type de circulateur est très simple avec un coût de fabrication faible.

Plusieurs travaux ont été effectués sur les circulateurs coplanaires avec différentes technologies de fabrication. Dans les années 1971 Ogasawara et Kaji [26] ont proposé des circulateurs coplanaires à plusieurs configurations et des formes de structures réalisées à base de ferrite qui donnent des performances meilleures.

En 1986 K. Koshiji et E. Shu [27] ont aussi proposé une structure de circulateur coplanaire à trois ports orientés de 120° les uns des autres, liés à un conducteur central circulaire entouré de plans de masse latéraux métalliques. Ces circulateurs donnent aussi des résultats meilleurs, avec une isolation maximale de 19dB et des pertes d'insertions faible (0,8dB) à la fréquence centrale de 9,56GHz.

FIGURE II.13 – *Le circulateur coplanaire proposé par Koshiji [27]*

D'autres travaux ont été effectués au laboratoire comme ceux de O. Zahwe qui a étudié

le fonctionnement d'un circulateur coplanaire à base d'une couche de ferrite, plus précisément le grenat de fer d'yttrium (YIG). Il a étudié deux configurations de la même forme que celle de Koshoji, mais la différence se situe sur les dimensions géométriques. Initialement il a utilisé les dimensions des lignes d'accès de $12 \times 12 \text{ mm}^2$ (cf. figure 14 (a)) puis finalement il les a dimensionnées à $6 \times 6 \text{ mm}^2$ (cf. figure 14 (b)) afin de réduire une partie des pertes d'insertion.

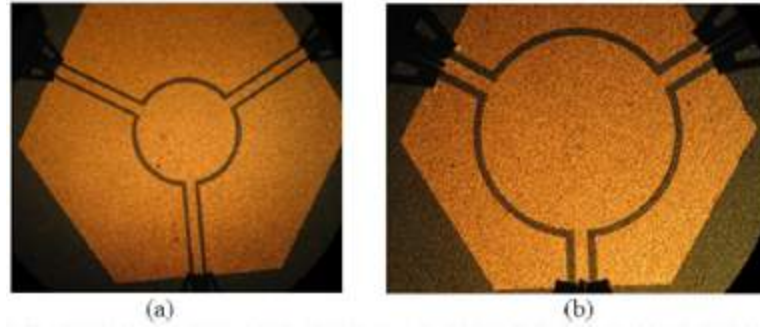


FIGURE II.14 – Les circulateurs de O. Zahwe de dimensions (a) : $12 \times 12 \text{ mm}^2$ et (b) : $6 \times 6 \text{ mm}^2$ [28]

Ces circulateurs fonctionnent autour de 10GHz, avec la structure de dimensions $6 \times 6 \text{ mm}^2$, une isolation de 36dB est retrouvée en mesure avec des pertes d'insertion de 5dB et une réflexion autour de -16dB à la fréquence de 9,2GHz.

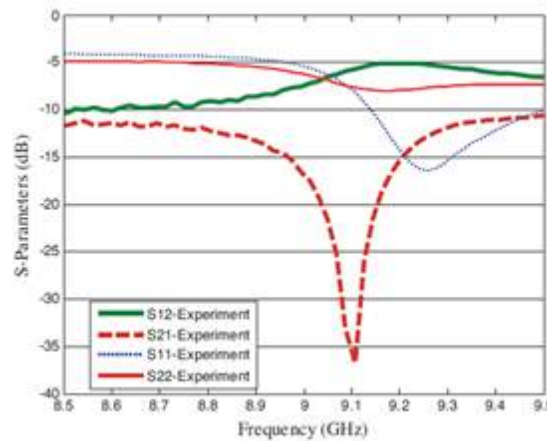


FIGURE II.15 – Performances de mesures du circulateur réalisé par O. Zahwe [28]

Ces performances peuvent servir à définir notre cahier des charges pour l'isolateur coplanaire.

II.4 Les isolateurs hyperfréquences

Les isolateurs hyperfréquences sont des composants passifs non-réciproques comme les circulateurs mais pour que ces derniers fonctionnent en isolateur, il faut que le troisième port soit désactivé, c'est ce qui est encombrant. Pour pallier à cet encombrement, un composant constitué uniquement de deux ports est développé à partir d'une ligne de transmission à laquelle il faut conférer la fonction d'isolation.

Les premiers isolateurs historiquement développés sont les isolateurs à rotation de Faraday qui sont difficiles à fabriquer et également limités en termes de puissance. Ensuite on retrouve les isolateurs en guide d'onde rectangulaire bande X, qui utilisent le phénomène d'effet non-réciproque basé sur l'absorption d'énergie dans la zone de résonance gyromagnétique lorsqu'un matériau ferrite massif est aimanté [30] [31].

II.4.1 Principe de fonctionnement d'un isolateur

L'objectif de fonctionnement d'un isolateur est de transmettre le signal dans un sens et le bloquer dans l'autre, c'est-à-dire de faire propager l'onde électromagnétique dans le sens passant et de l'absorber dans le sens inverse.

Ces isolateurs sont conçus pour pallier à l'encombrement des circulateurs qui utilisent trois ports à 120° sur un desquels est mis une charge adaptée (50Ω) pour réaliser la fonction d'isolation.

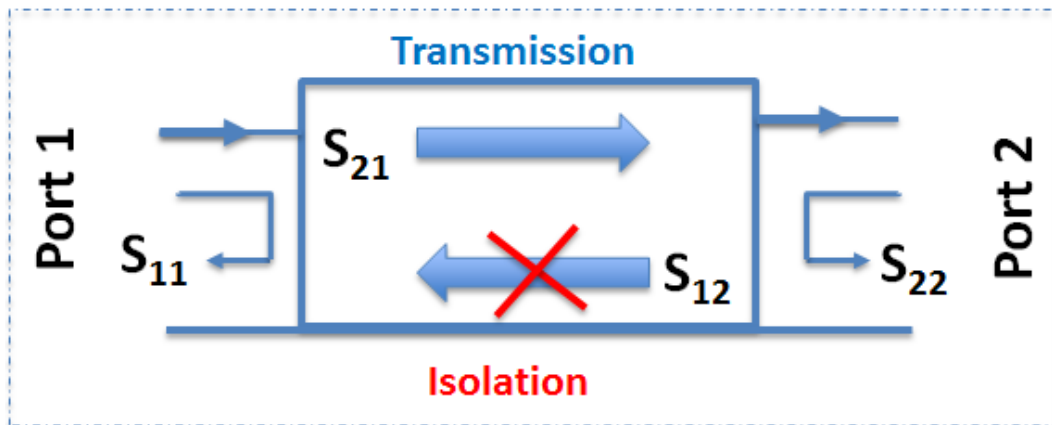


FIGURE II.16 – Schéma de principe d'un isolateur

II.4.2 Matrice de répartition

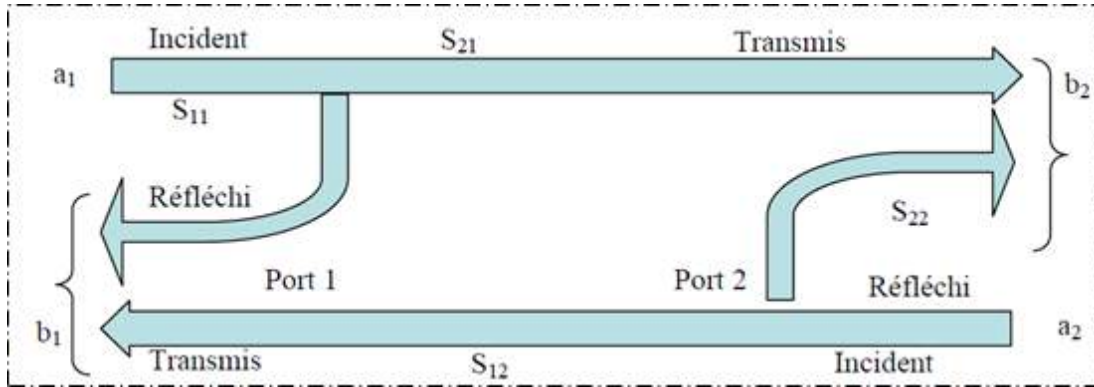


FIGURE II.17 – *Matrice de répartition*

Les isolateurs planaires sont des composants à deux ports considérés comme des quadripôles caractérisés par les paramètres de dispersion ou la matrice de répartition S_{ij} :

$$S_{ij} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \quad (\text{II.10})$$

Dans le cas d'un isolateur idéal, le paramètre de transmission S_{21} est égal à 1 et le coefficient d'isolation S_{12} et les paramètres de réflexions S_{11} et S_{22} sont tous nuls :

$$S = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.11})$$

Ce quadripôle est totalement différent dans le cas d'un isolateur coplanaire réel, qui certainement présente des pertes d'insertions lors de la transmission, une adaptation d'impédance imparfaite ainsi qu'une isolation non infinie.

II.4.3 Paramètres d'un isolateur

• Paramètres de transmission et pertes d'insertions

Dans la matrice de répartition de l'isolateur S_{ij} , le paramètre de transmission est S_{21} . Dans le cas idéal, il est égal 1 ce qui veut dire il n'y a aucune perte d'insertion (PI), alors qu'en réalité des pertes d'insertion existent mais elles doivent être les plus faibles possible afin d'obtenir une bonne qualité de transmission pour se rapprocher du cas idéal.

Les pertes d'insertion peuvent provenir des :

- Pertes dans les matériaux magnétiques : elles sont très importantes car dans notre cas l'isolateur utilise des matériaux magnétiques qui fonctionnent avec le phénomène de déplacement de champ ;

- Pertes dans les matériaux diélectriques (elles sont prises en compte en utilisant la permittivité ϵ complexe) ;
- Pertes conducteur et l'influence de l'effet de peau (elles ne seront pas prises en compte à cause de la profondeur de peau qui diminue avec l'augmentation en fréquence).

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (\text{II.12})$$

δ : épaisseur de peau [m]

ω : pulsation [rad/s]

μ : perméabilité magnétique [H/m]

σ : conductivité électrique en Siemens par mètre [S/m]

- Pertes par rayonnement (elles sont négligées dans ce composant car la superficie des composants est petite, donc elles sont très petites devant les autres pertes).

Si le composant est parfaitement adapté (c'est-à-dire que les réflexions éventuelles sont nulles), les pertes d'insertion dans ce cas sont données par le rapport de la puissance d'entrée du port 1 sur la puissance de sortie du port 2. Elles peuvent être décrite par :

$$PI = 20 \log \left| \frac{a_1}{b_2} \right| = -20 \log |S_{21}| \quad (\text{II.13})$$

Pour que l'isolateur coplanaire soit parfaitement utilisable, les valeurs typiques des pertes d'insertions doivent être comprises entre 0,1dB et 1dB afin que le signal d'entrée transmis en sortie soit le plus grand possible.

• Paramètres d'isolation

C'est l'atténuation de l'onde inverse c'est-à-dire de la sortie vers l'entrée, c'est aussi le rapport de la puissance de la sortie (port 2) sur la puissance de l'entrée (port 1). Elle est la fonction principale de l'isolateur et est exprimée par le paramètre S_{21} .

L'expression de l'isolation peut être décrite de la façon suivante :

$$IS = 20 \log \left| \frac{a_2}{b_1} \right| = -20 \log |S_{12}| \quad (\text{II.14})$$

Pour avoir une bonne isolation ce paramètre doit être élevé (en valeur absolue) et compris entre 20 et 30dB. Ce paramètre rend compte de la propagation non réciproque.

• Effets non-réciproques

L'effet non réciproque (ENR) est un paramètre qui définit la différence entre les pertes d'insertion et d'isolation. C'est un paramètre qui caractérise l'efficacité du dispositif à remplir la fonction d'isolation et s'exprime par :

$$ENR(dB) = |S_{21}(dB) - S_{12}(dB)| \quad (\text{II.15})$$

• Pertes de réflexion

Ces pertes sont liées à la quantité d'énergie qui revient à la source (entrée), elle est définie par la puissance de sortie sur la puissance d'entrée. Elle est notée R et peut être définie sur les deux ports [36] :

$$R = 20 \log \left| \frac{b_i}{a_i} \right| \quad (\text{II.16})$$

Avec $i=1,2$. Sa valeur idéale est égal de 0 ($-\infty$ en dB).

II.4.4 Applications des isolateurs

II.4.4.1 Application comme découplage

Les isolateurs jouent le rôle d'un découplage des énergies ou des signaux dans le cas d'un générateur qui envoie de l'énergie vers la charge. Cette énergie envoyée, peut avoir une partie retournée vers la source (générateur) qui peut provoquer un dysfonctionnement du système ou une instabilité de fréquence. C'est pourquoi l'insertion d'un isolateur entre la source d'énergie ou du signal et la charge (récepteur) afin d'éviter le problème des énergies réfléchies.

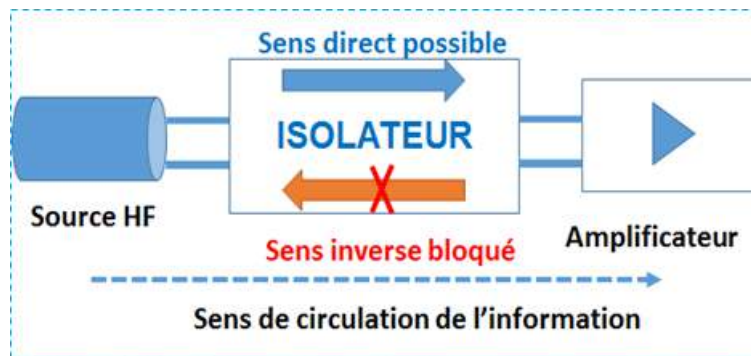


FIGURE II.18 – Découplage entre le générateur et la charge

II.4.4.2 Application pour le multiplexage

Les isolateurs sont utilisés dans une autre application comme dans le cas de l'utilisation de plusieurs émetteurs avec des fréquences de fonctionnement différentes. Ces émetteurs sont combinés afin d'avoir plusieurs fréquences porteuses comme par exemple en téléphonie mobile. L'isolateur est placé entre chaque émetteur et filtre afin de bloquer le retour du signal vers l'émetteur.

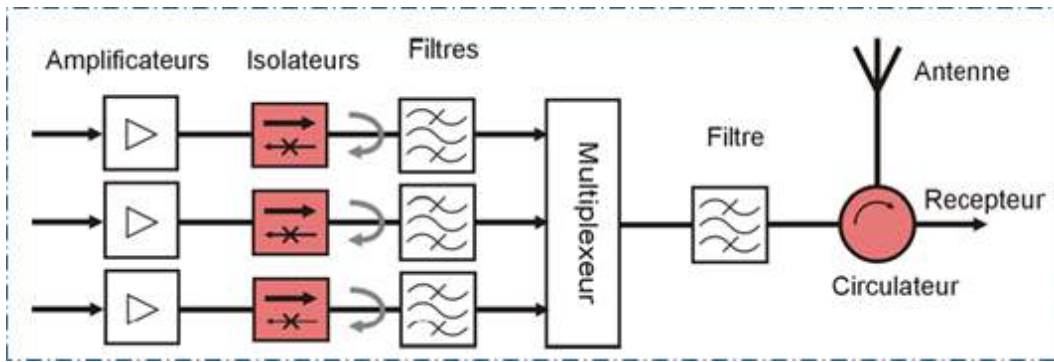


FIGURE II.19 – Combinaison de plusieurs transmetteurs [37]

II.4.5 Les différents types d'isolateurs

On retrouve différents types d'isolateurs dans la littérature. Ces isolateurs sont conçus de différentes manières, soit en technologie planaire soit en guide d'onde selon les domaines d'applications, avec des principes de fonctionnement différents. On peut citer quelques isolateurs comme : isolateurs à déplacement de champ, à rotation de Faraday, à résonance.

II.4.5.1 Isolateur à déplacement de champ en guide d'onde rectangulaire

Une pièce de ferrite est disposée dans un guide rectangulaire, elle est recouverte d'un absorbant comme présenté sur la figure ci-dessous. La plaquette de ferrite n'est pas au centre du guide, elle est positionnée légèrement sur un côté du guide. L'ensemble du système est asymétrique.

En polarisant le matériau, la distribution du champ électrique transversal dans la section xOy n'est pas sinusoïdale, elle dépend du sens de propagation ainsi que de la concentration de l'énergie électromagnétique qui varie à l'intérieur du ferrite à cause de sa permittivité élevée. De même la perméabilité varie suivant le sens de la propagation dans le guide.

Ces types d'isolateurs fonctionnent avec des aimants de faible poids. Ils peuvent être nécessaires en hyperfréquence à cause du champ de polarisation H_0 qui n'a pas besoin d'atteindre le champ de résonance.

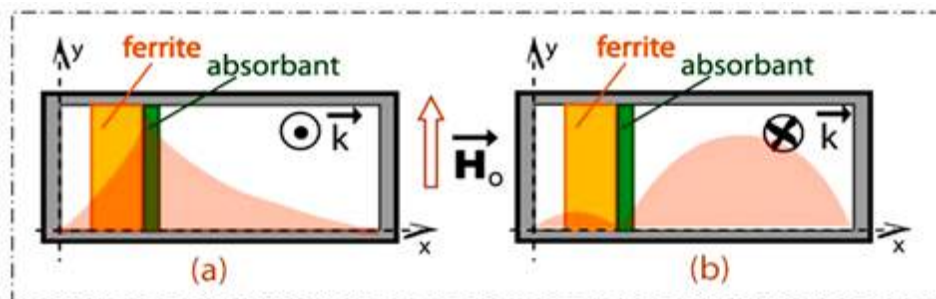


FIGURE II.20 – Isolateur à déplacement de champ en guide d'onde rectangulaire [29]

II.4.5.2 Isolateurs à déplacement de champ sur une ligne microruban

Ces isolateurs sont proposés pour la première fois par Hine (cf. figure 21 (c)) dans les années 1971 [32]. Cet isolateur est constitué d'une ligne microruban placée sur un substrat de ferrite. Si le substrat de ferrite est aimanté verticalement il devient anisotrope et la structure devient asymétrique, ce qui permet d'obtenir le phénomène de déplacement de champ dans la ligne microruban. En inversant le sens de l'aimantation permet d'obtenir un déplacement de champ sur un côté. Cette inversion est faisable si le sens de propagation est inversé.

Un matériau absorbant est mis sur un côté de la ligne microruban pour dissiper l'onde propagée dont les lignes de champ passent dans ce film résistif. La forme du ruban central (conducteur) doit être bien faite de manière large afin de minimiser la désadaptation entre les lignes d'accès 50 Ω et la partie « isolateur » pour obtenir une isolation efficace. Les lignes de champ représentées dans cette figure correspondent au champ électrique vertical.

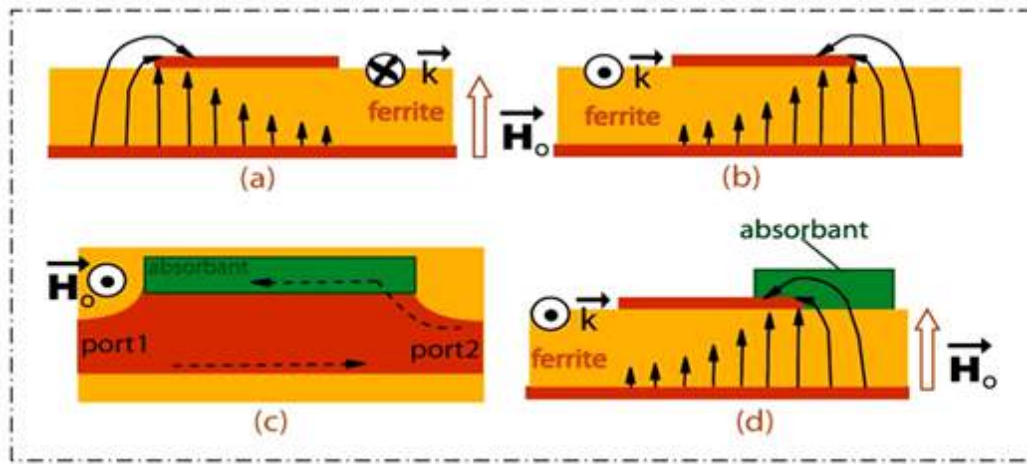


FIGURE II.21 – Isolateur à déplacement de champ en technologie microruban. (a) Propagation selon $z > 0$ pour une ligne microstrip sur substrat ferrite polarisé. (b) Propagation selon $z < 0$ pour une ligne microruban sur substrat ferrite polarisé. (c) Isolateur en vue de dessus. (d) Positionnement de l'absorbant destiné à bloquer la propagation rétrograde [29]

II.4.5.3 Isolateur à effet de Faraday

L'isolateur à effet de Faraday est composé de deux guides d'ondes rectangulaires dont les plans E sont positionnés à 45° entre eux, fonctionnant en mode TE_{10} , et d'un guide d'onde circulaire fonctionnant en mode TE_{11} . Le guide circulaire est chargé axialement par un cylindre de ferrite soumis à un champ magnétique longitudinal H_c . La longueur du ferrite est telle que la rotation de Faraday lors de sa traversée est de 45° selon le sens de rotation. En observant l'évolution de la polarisation du champ dans différentes sections A B C D E de cet isolateur, on regarde, si le champ du mode TE_{10} est vertical en A, le champ du mode TE_{11} est aussi vertical en B. Après la traversée du ferrite, il a subi une rotation de 45° (par exemple, dans le sens des aiguilles d'une montre) en D et se retrouve donc en E, normal aux grands côtés du guide de sortie.

Pour l'autre sens de propagation, la polarisation du champ $\vec{E}$ est la même en E et D. À la traversée du ferrite, il subit toujours une rotation de 45° dans le même sens que précédemment. Il se retrouve donc horizontalement en B, et ne peut pas se propager en A dans le guide rectangulaire puisqu'il est parallèle à ses grands côtés.

Le fait de disposer une plaquette absorbante horizontale dans la transition d'entrée augmente encore l'atténuation de l'onde dans le sens inverse alors qu'elle a très peu d'influence sur elle dans le sens direct.

Un isolateur de ce type permet d'obtenir sur une faible bande de fréquences des pertes d'insertion inférieure à 0,5dB et une isolation de l'ordre d'une quarantaine de décibels.

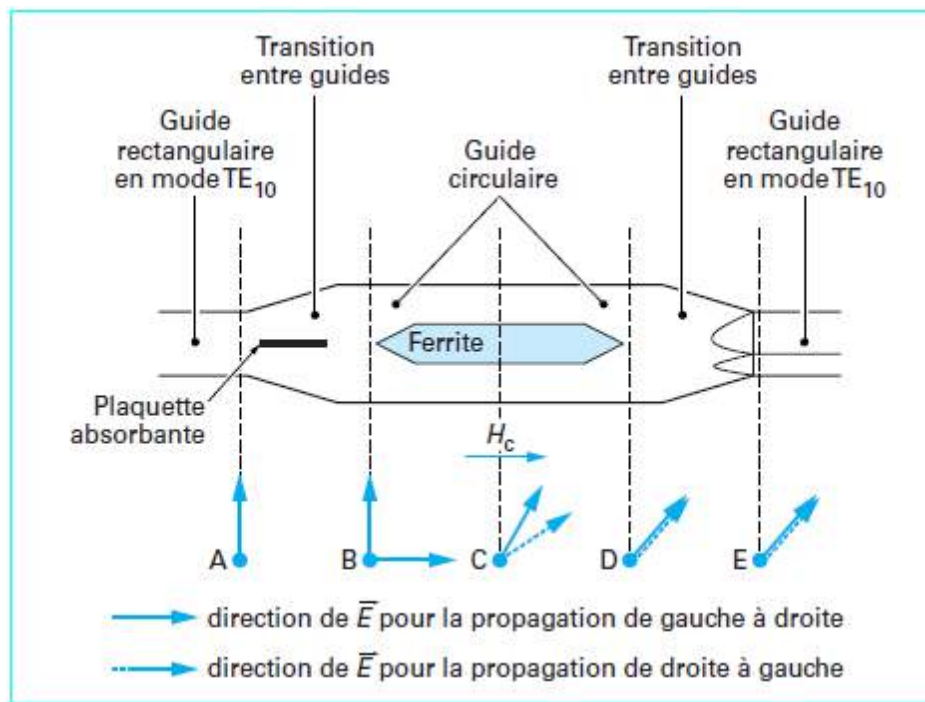
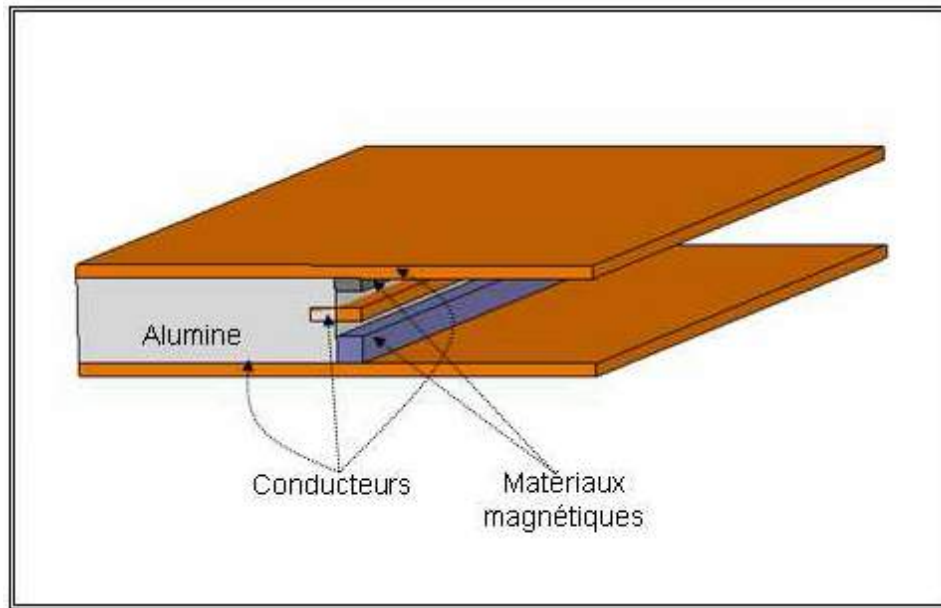


FIGURE II.22 – *Isolateur à rotation de Faraday [22]*

II.4.5.4 L'isolateur triplaques à résonance

L'isolateur triplaques (stripline) est un isolateur constitué de deux plans de masses métalliques en forme de plaque qui sont situés sur les bords du composant. Entre ces deux plans de masses il existe deux barreaux de ferrites qui sont situés à un endroit où l'ellipticité est maximale (sur un côté du substrat d'alumine), un conducteur central métallique qui assure le passage du signal est mis entre les deux barreaux et est noyé dans le substrat d'alumine.

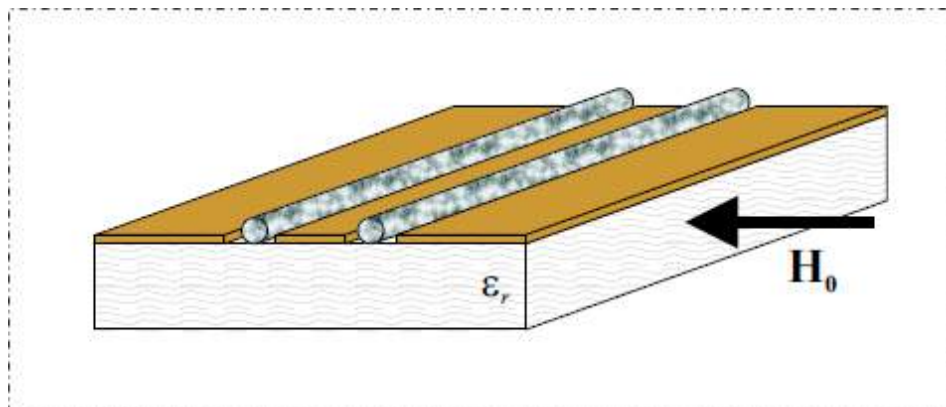
Il existe un effet non réciproque grâce à l'aimantation des barreaux de ferrites. Ainsi, une isolation d'environ 30 dB est obtenue dans la bande de 2,4 à 3,6GHz sous un champ de 180mT [38].

FIGURE II.23 – *Isolateur triplaques à résonance*

II.4.5.5 Les isolateurs coplanaires à résonance

Dans cette partie on peut citer quelques travaux sur les isolateurs coplanaires effectués au sein du Laboratoire DIOM (aujourd'hui fusionné au laboratoire Hubert Curien) comme les travaux de Bayard [33], S. Capraro [34], T. Rouiller [39] et de S. Kirouane [35].

Ces isolateurs sont basés sur l'étude de faisabilité menée par Wen en 1969 [7] qui propose avec une ligne coplanaire (CPW) sur laquelle il place deux barreaux de ferrite Trans-Tech G1000 de dimension 0,254 mm x 0,127 mm x 15,24 mm, la possibilité d'obtenir une isolation de 37dB à la fréquence de 6GHz pour des pertes d'insertion inférieures à 2dB. Il indique que cette structure est facile à réaliser et utilise des matériaux magnétiques de faible volume.

FIGURE II.24 – *Isolateur coplanaire à résonance*

Le seul obstacle sur cette structure est l'usinage des barreaux à cause de leur section très faible. C'est pourquoi B. Bayard en 1999 propose une solution, celle d'utiliser des poudres et

des liquides magnétiques à la place des barreaux [33]. Le dépôt de matériau magnétique est de faible quantité de façon à obtenir une faible épaisseur de ferrite dans les fentes de la ligne coplanaire.

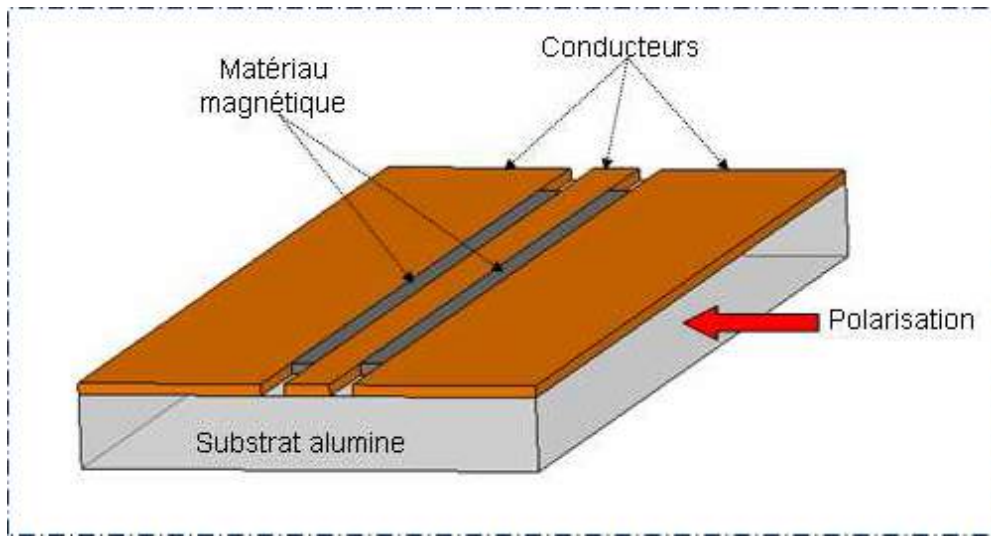


FIGURE II.25 – *Isolateur coplanaire proposé par B. Bayard[33]*

Le résultat de cette configuration indique qu'il existe un effet non-réciproque mais de faible valeur avec un écart d'environ 3dB entre les deux paramètres de transmission pour un champ de polarisation 340kA/m.

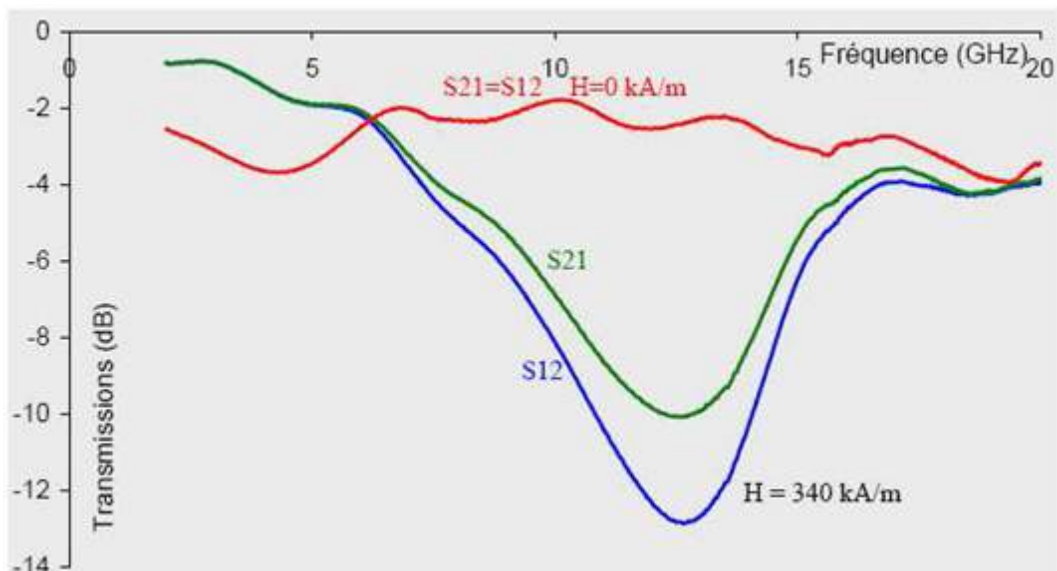


FIGURE II.26 – *Résultat obtenu par B. Bayard [33]*

La structure n'a pas apporté beaucoup d'effet non-réciproque à cause des importantes pertes d'insertion d'environ 10dB, pour une isolation de 13dB environ. C'est pourquoi d'autres chercheurs comme S. Capraro [34] et T. Rouiller [39] ont travaillé dans le même laboratoire sur ce composant en mettant une couche complète de ferrite en dessous des lignes conductrices.

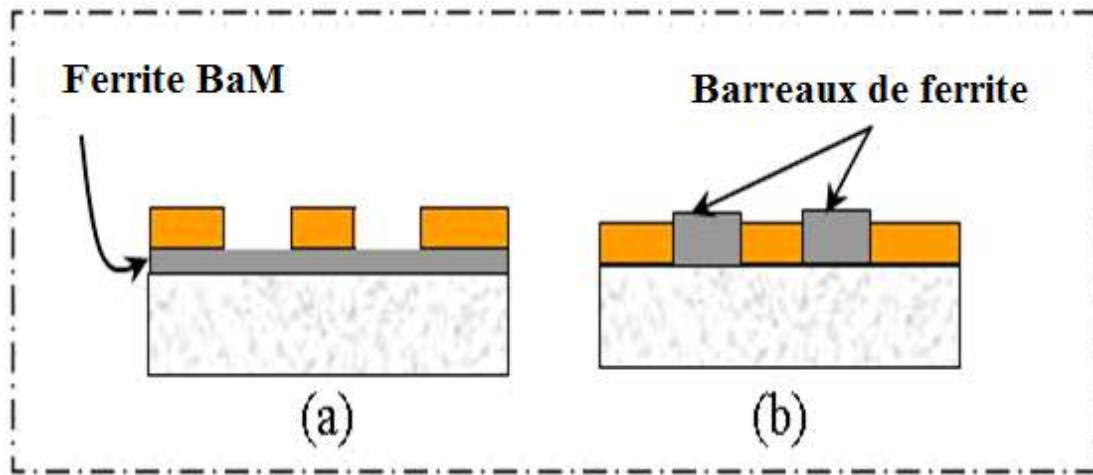


FIGURE II.27 – *Isolateur coplanaire (a) : à substrat de ferrite, (b) : à barreaux de ferrite*

Les résultats obtenus et présentés sur la figure ci-dessous, montrent une légère amélioration avec un effet non réciproque de 7dB, une isolation de 25dB pour des pertes d'insertion de 18dB à 50GHz (cas du BaM).

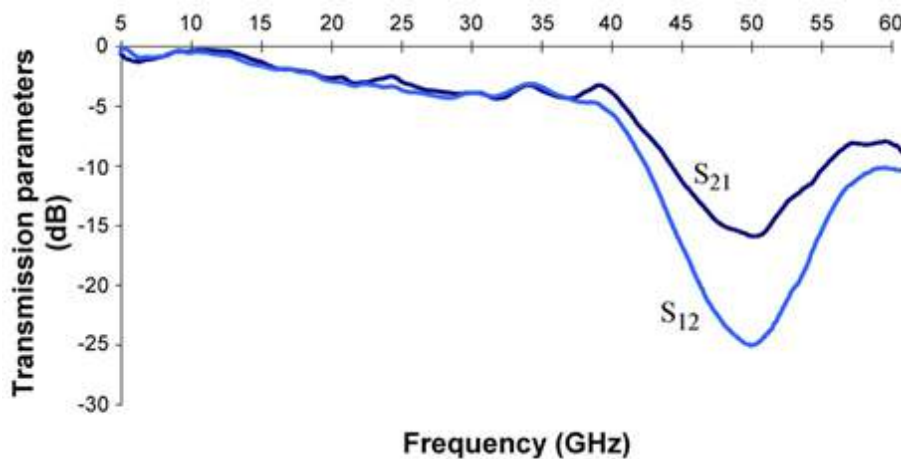


FIGURE II.28 – *Performance de la structure proposée par S. Capraro [34]*

La même structure a été modifiée au sein du laboratoire par S. Kirouane en 2010. La structure est composée de trois rubans métalliques en cuivre dont l'un des plans de masses supérieur est constitué d'une fente qui fait que la structure devient une ligne coplanaire asymétrique. Au contraire les deux ports d'accès sont symétriques suite à des contraintes de mesure et de ports d'excitation pour la simulation.

Une zone de « taper », adaptatrice d'impédance, est insérée entre les ports et la partie asymétrique pour éviter une désadaptation (causée par la variation de la largeur). Cette zone permet donc d'éviter des grosses réflexions de l'onde électromagnétique et de faire progresser graduellement l'impédance caractéristique de 50Ω des deux ports d'accès symétrique à l'impédance de l'asymétrie.

Un plan de masse est ajouté en dessous de la couche magnétique sur le côté présentant la fente dans le plan de masse supérieur afin de créer un guide d'onde secondaire de type microruban.

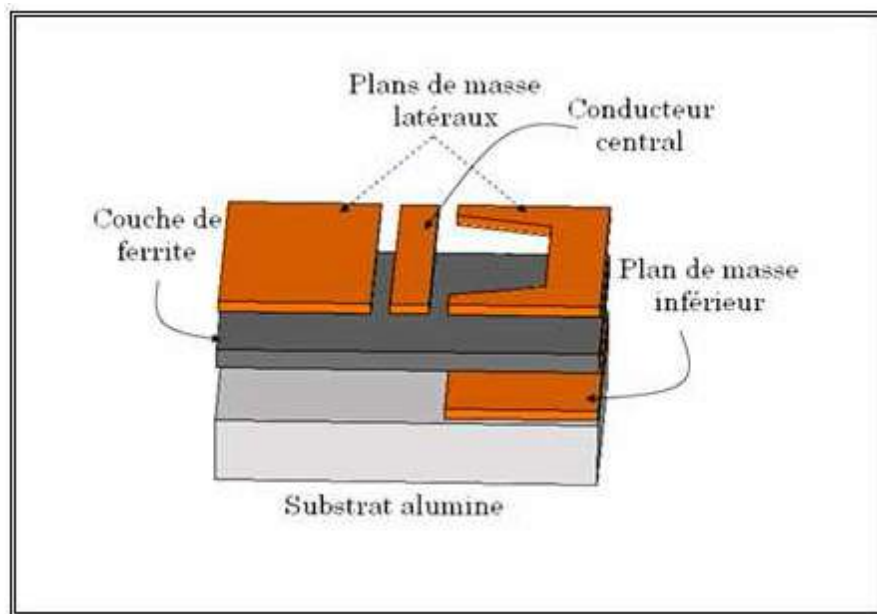


FIGURE II.29 – Géométrie de l'isolateur coplanaire asymétrique, S. Kirouane [35]

Les paramètres de l'isolateur coplanaire asymétrique sont présentés sur le tableau ci-dessous :

Ruban central (μm)	Gap (μm)	Fente 2 (μm)	Largeur (mm)	Longueur (mm)
400	200	1200	4	10

TABLE II.2 – Paramètres géométriques de l'isolateur coplanaire asymétrique [15]

Cet isolateur coplanaire asymétrique est basé sur le phénomène de déplacement de champ et utilise les ondes magnétostatiques. Le résultat de mesure a montré une isolation de 16,5dB autour de 10,5GHz avec des pertes d'insertions de 1,5dB environ. La résonance gyromagnétique est autour de 8GHz, et les ondes magnétostatiques responsables de l'effet d'isolation, apparaissent dans la bande de fréquence de 10 à 14GHz environ, comme le prévoit la physique des couches magnétiques.

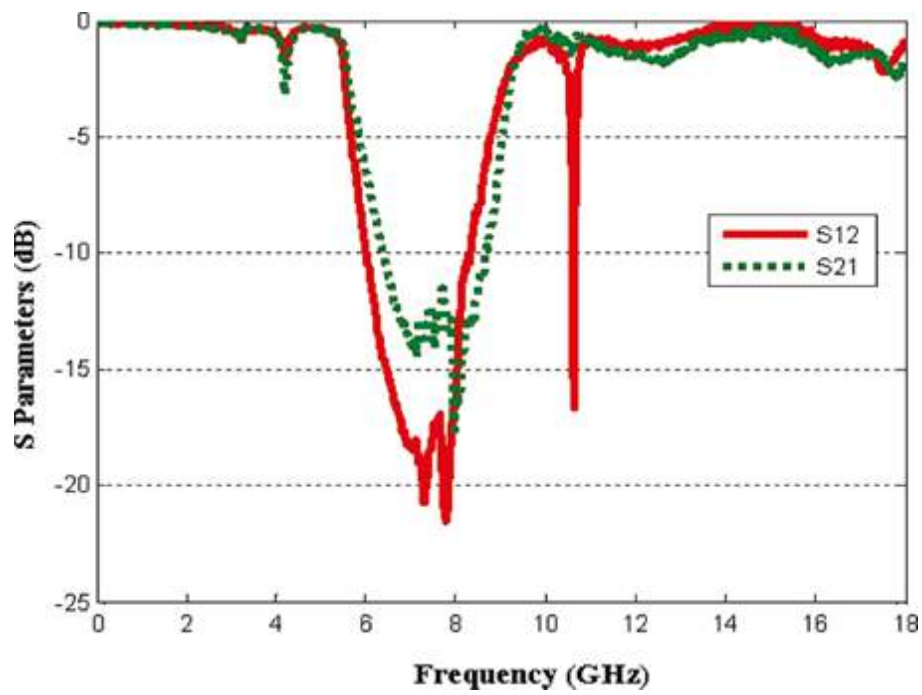


FIGURE II.30 – Performance d'un isolateur coplanaire asymétrique, S.Kirouane [35]

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté l'état de l'art des différents types de ligne de transmission planaire, et une attention a été portée aux différents types de dispositifs non réciproques existants et plus particulièrement aux isolateurs et leurs applications dans le domaine des hyperfréquences.

Ces composants sont des circuits planaires passifs non réciproques, utilisés dans le domaine des télécommunications, permettant d'assurer le passage du signal dans un sens et de l'isoler dans l'autre sens. Ils utilisent les phénomènes magnétostatiques à haute fréquence comme le phénomène de gyrorésonance, l'effet de déplacement de champ et l'effet de Faraday ou les ondes magnétiques. Ces dispositifs sont conçus à partir de substrats ou des barreaux de ferrites sur lesquels sont structurés les motifs conducteurs du composant.

Plusieurs travaux ont été menés sur les isolateurs avec différentes formes, mais les performances de ces isolateurs sont encore peu satisfaisantes.

Le troisième chapitre porte sur la structure proposée par S. Kirouane pour laquelle nous avons tenté d'optimiser les performances. Une nouvelle structure (évolution de la structure de S. Kirouane) à double fentes plus performante est présentée.

Bibliographie

- [1] P. F. Combes, « Les micro-ondes », Dunod, Paris, 1997.
- [2] F. Gardiol, « Hyperfréquences », Vol. 13 du traité d'électricité, PPUR, CH-1105 Lausanne, Suisse, 1987.
- [3] F. Boukchiche, « Etude de structures coplanaires à Métamatériaux et à couche Magnétique », Thèse de doctorat, Université Jean Monnet de Saint-Etienne et l'Université Mentouri De Constantine, 2010.
- [4] Benachour, « Modélisation des structures planaires de formes régulières implantées sur substrat d'une anisotropie tensorielle », thèse de magistère, Université Mentouri, Constantine, 2008.
- [5] N. Kinayman and M. I. Aksu, « Modern microwave circuits », Artech House, USA, 2005.
- [6] K.C. Gupta, R. Garg, I. Bahl et P. Bhartia « Microstrip lines and slotlines », second edition 1996 ARTECH HOUSE.
- [7] C. P. Wen, « Coplanar waveguide : a surface strip transmission line suitable for non reciprocal gyromagnetic device application ». IEEE Trans. Microwave Theory Tech.17, 1969.
- [8] L. Thourel, « Calcul et Conception de Dispositifs en Ondes Centimétriques et Millimétriques », Tome I : Circuits Passifs, Cepadues Ed.
- [9] G. Six « Optimisation d'une technologie 3D pour la réalisation de circuits intégrés millimétriques sur substrat de silicium », Thèse de doctorat, Université de Science de Technologies de Lille, 2004.
- [10] B. Mohamed « Contribution à l'étude des dispositifs planaires microondes à ferrites pour des applications en télécommunications », Thèse de Magistère, Université Abou-Bakr Belkaïd-Tlemcen, 2006.
- [11] D. Courivaud, « Micro-ondes », Groupe ESIEE, Paris, 2002.
- [12] M. Pozar, « Microwave Engineering », 3rd edition, John Wiley & Sons Inc, USA, 2005.
- [13] M. Hélier, M. NEY, C. Pichot « Structures de guidage HF -Propagation et géométrie », Techniques de l'Ingénieur, 2003.
- [14] D. Polder, « On the theory of the ferromagnetic material », philosophical magazine, Vol. 40, pp. 99-115, 1949.
- [15] S. Kirouane, « Conception et Réalisation d'un Isolateur Coplanaire en Bande X pour des Applications Télécoms », Thèse de doctorat, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, 2010.
- [16] P. Gelin « Propagation des ondes radioélectriques dans les ferrites polycristallins », Techniques de l'Ingénieur, 2007.
- [17] S. Mallegol, « Caractérisation et application de matériaux Composites nanostructures à la réalisation de Dispositifs hyperfréquences non réciproques », Thèse de doctorat, l'Université de Bretagne Occidentale, 2003.
- [18] H. Bosma, « On Stripline Y-circulation et UHF », IEEE Trans. on Microwave Theory and

Techniques, Vol.12, pp.61-72, Jan 1964.

- [19] D. M. Pozar, « Microwave Engineering », 3rd edition, John Wiley & Sons Inc, USA, 2005.
- [20] M. Igarashi, and Y. Naito, « Properties of a Four-Port Nonreciprocal Circuit Utilizing YIG on Stripline – Filter and Circulator », IEEE Trans. Microwave Theory Tech, vol. 20, no. 12, pp. 828- 833, Dec. 1972.
- [21] H. Bosma, « On the principle of Stripline Circulation », The Institution of Electrical Engineers, Jan. 1962.
- [22] P-F. Combes, R. Crampagne, « circuits passifs hyperfréquence : éléments passifs non réciproques ». Technique de l'ingénieur, traité Electronique, E1 404, 2002.
- [23] H. How, S.A. Oliver, S.W. McKnight, P.M. Zavracky, N.E. McGruer, C. Vittoria, R. Schmidt, « Theory and experiment of thin film junction circulator », IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., Vol. 46, N°11, pp 1645-1653, Nov. 1998.
- [24] Y. Letron et J. Guidevaux, « Utilisation des ferrites et grenats en microélectronique hyperfréquences », Microelectronics and Reliability, vol. 8, pp. 324-342, 1969.
- [25] G. R. Harrison, G.H. Robinson, B .R. Savage, D.R. Taft, « Ferrimagnetic parts for microwave integrated circuits », IEEE Trans Microwave Theory Thec 19, 1971.
- [26] N. Ogasawara, M. Kaji, « Coplanar-guide and slot-guide junction circulators », Electronics Letters, Vol. 7, N°9, pp. 220-221, 6th May 1971.
- [27] K. Koshiji, E. Shu, « Circulator using coplanar waveguide », Electronic letters, Vol. 22, No. 19, pp. 1000-1002, 1986.
- [28] O. Zahwe, B. Sauviac, et J.-J. Rousseau, « Fabrication and measurement of a coplanar circulator with 65 μm YIG thin film », Progress In Electromagnetics Research Letters, vol. 8, 2009, p. 35-41.
- [29] O. Zahwe, « Conception et réalisation d'un circulateur coplanaire à couche magnétique de YIG en bande X pour des applications en télécommunications », thèse de doctorat, Université Jean Monnet, Saint-Etienne, Juin 2009.
- [30] R. F. Soohoo, « Microwave Ferrite Materials and Devices », IEEE Trans. Magn., vol. MAG-4, no. 2, pp. 118-133, June 1968.
- [31] M. C. Decréton, E. F. Loute, A. S. Vander Vorst, F. E. Gardiol, « Computer Optimization of E-Plane Resonance Isolators », IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT 19, no. 3, pp. 322-331, March 1971.
- [32] M.E. Hines, « Reciprocal and nonreciprocal modes of propagation in ferrite stripline and microstrip devices », IEEE Trans. MTT, Vol. 19, pp. 442-451, 1971.
- [33] B. Bayard, « Contribution au développement de composants passifs magnétiques pour l'électronique hyperfréquence », Thèse de doctorat, Université Jean Monnet de Saint-Étienne, Octobre 2000.
- [34] S. Capraro and al, « Feasibility of an Integrated Self Biased Coplanar Isolator With Barium Ferrite Films », IEEE Transactions On Components And Packaging Technologies, Vol. 30, No.

3, September 2007.

[35] S. Kirouane, « Design of a new coplanar isolator made from YIG film operating in the X-frequency band », *The European Physical Journal Applied Physics*, 2011.

[36] A. Farhat, « Extension de la méthode TLM aux milieux anisotropes et Dispersifs. Applications a la conception de Circulateurs a jonction-y miniatures en technologie Microruban », Thèse de Doctorat, Université européenne de Bretagne, 2011.

[37] D. Vincent, B. Sauviac and B. Bayard, « Encyclopedia of RF and microwave engineering 6-vol », John Wiley & Sons Inc, USA, 2005.

[38] L. Thourel, « Dispositifs a ferrite pour micro-ondes », Paris Masson 1969.

[39] T. Rouiller, « Isolateur coplanaire 40-60 GHz à couche mince magnétique », Thèse de doctorat, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, 2006.

ETUDE PARAMETRIQUE DE L'ISOLATEUR COPLANAIRE SOUS HFSS

Sommaire

Introduction	74
III.1 Le logiciel de simulation HFSS	75
III.2 Processus de simulation sous HFSS	76
III.3 Présentation du design de l'isolateur coplanaire	77
III.4 Résultats de simulation	78
III.4.1 Résultats de simulation d'un isolateur 1 fente	79
III.4.1.1 Résultat de simulation pour longueur fente 8-6mm largeur 1mm	79
III.4.1.2 Variation de la longueur de fente	82
III.4.1.3 Synthèse de variation de la longueur fente 8-6-4mm .	84
III.4.1.4 Variation de la largeur de fente	84
III.4.2 Simulation d'un isolateur à deux fentes	89
Conclusion	90
Bibliographie	91

Introduction

L'objectif de ce chapitre est de faire une étude paramétrique sur la structure à une fente de l'isolateur coplanaire asymétrique issu des travaux de thèse de S. Kirouane. L'objectif est d'une part de déterminer si il existe des dimensions permettant d'optimiser les performances du dispositif en vue d'en faire une fonction réellement utilisable dans une chaîne de transmission en télécommunications, et d'autre part de mieux comprendre les phénomènes physiques qui entrent en jeu dans cette structure atypique, qui mêle une géométrie originale aux propriétés particulières des ferrites dans le domaine fréquentiel d'apparition des ondes magnétostatiques. Cette étude paramétrique du design du composant se fera par la simulation de la structure à l'aide du logiciel de simulation HFSS (High Frequency Structure Simulation), qui permet de structurer ainsi que de simuler ou de modéliser les composants à hautes fréquences, l'objectif étant d'avoir un effet non réciproque très grand avec une grande isolation et des pertes d'insertion très faibles.

Le cahier des charges, qui consiste à dépasser les performances obtenues avec le circulateur d'O. Zahwe et celle obtenues par S. Kirouane, est d'obtenir un isolateur coplanaire présentant un effet non réciproque $ENR \geq 20\text{dB}$ avec une isolation comprise entre 20dB et 30dB, et des pertes d'insertion comprises entre 0,1 à 1dB, pour viser une application transférable. Pour se rapprocher de ce cahier des charges, nous allons faire varier les différentes dimensions de l'isolateur pour en déterminer l'effet sur ses propriétés, effet non réciproque (ENR) et pertes d'insertion (PI).

Cette étude paramétrique de l'isolateur coplanaire, va consister à faire varier les dimensions de la fente asymétrique à l'aide du logiciel HFSS, et devrait nous permettre d'observer l'évolution des phénomènes physiques dans le composant.

III.1 Le logiciel de simulation HFSS

Le logiciel HFSS est un logiciel de simulation qui utilise des structures en 2D ou 3D. Il utilise plusieurs techniques pour résoudre un large éventail d'applications micro-ondes, radiofréquences ou hautes fréquences.

Il permet de numériser les modèles géométriques en utilisant la méthode des éléments finis, faisant le maillage de toute forme géométrique de surface en les assemblant à partir d'une analyse adaptative, afin de résoudre les équations de Maxwell et de calculer la propagation des champs EM dans une structure soumise à une excitation donnée, à différentes fréquences. Cette méthode permet d'avoir une solution numérique vraisemblable.

Les résultats de simulation obtenus sont restitués sous forme des paramètres S, Y et Z du dispositif modélisé ou de champs à l'intérieur et autour de la structure. Ces grandeurs lient les paramètres admittances Y avec les impédances Z et les ondes entrantes avec les ondes sortantes. Il permet de faire une étude paramétrique du composant afin d'optimiser ses performances.

Généralement il est difficile d'obtenir une solution exacte avec les résultats de simulation, car la solution donnée par les logiciels est une solution approchée. L'évaluation de la qualité ou la fiabilité des solutions numériques se fait par la comparaison avec les mesures.

Une première comparaison simulation / mesure permet de valider la fiabilité des résultats d'HFSS sur la problématique donnée (ici la simulation des résonances de la structure et de la couche de matériau magnétique), pour pouvoir ensuite se servir du logiciel pour l'optimisation du design des composants.

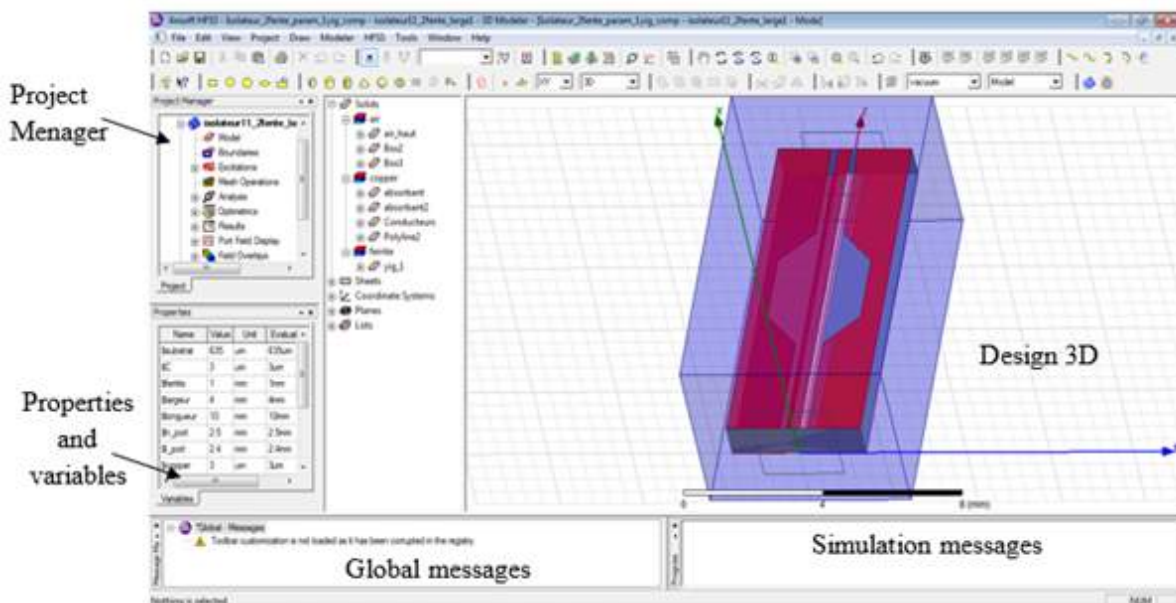


FIGURE III.1 – Principales fenêtre de l'environnement d'HFSS

Les images des différentes étapes de simulation d'un dispositif avec ce logiciel sont présentées sur la figure 2.

III.2 Processus de simulation sous HFSS

Pour simuler il faut d'abord créer un projet HFSS puis dessiner la géométrie de la structure à simuler. L'attribution des matériaux utilisés et les paramètres de configuration et leurs ports d'excitation doivent faire l'objet d'une définition attentive. Dans notre cas les matériaux utilisés sont le ferrite (YIG) et le cuivre. Après avoir défini le design du dispositif, on doit réaliser le maillage ainsi que paramétrer les fréquences de balayage.

HFSS choisit un maillage 3D du dispositif en découpant son volume en tétraèdres. Le maillage adaptatif est un maillage qui part d'un maillage initial de référence qu'HFSS utilise pour le calcul d'une première solution. Ensuite HFSS densifie le maillage selon les critères définis par l'utilisateur aux endroits où le résultat est le moins interpolable, et donne une deuxième solution. HFSS compare ces deux solutions à partir d'un critère de convergence donné initialement par l'utilisateur pour que la simulation se stabilise. Si la solution n'atteint pas le critère convergence, HFSS commence à nouveau le raffinement du maillage, ensuite il compare les deux dernières solutions par rapport au critère de convergence ainsi de suite jusqu'à ce que la solution atteigne le critère de convergence. [1]

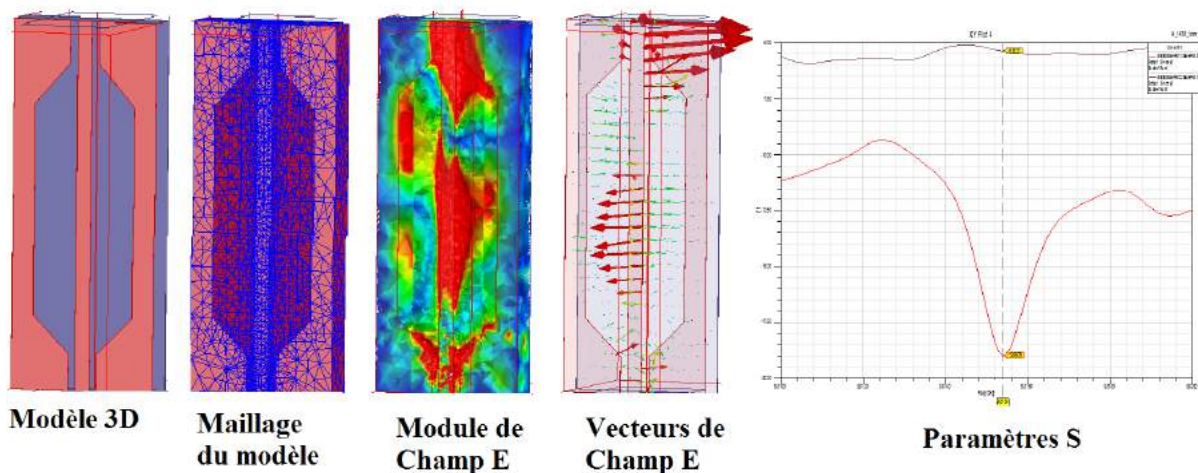


FIGURE III.2 – Différentes étapes d'utilisation de HFSS, conception 3D, maillage, visualisation des champs et paramètres S.

L'analyse électromagnétique et la présentation des résultats de simulation sont les étapes qui viennent après la convergence. Le temps mis pour analyser la structure dépend fortement de la géométrie du modèle, de la fréquence pour laquelle est effectuée le maillage et des ressources informatiques disponibles. Il peut varier de quelques secondes à plusieurs heures.

III.3 Présentation du design de l'isolateur coplanaire

Un isolateur coplanaire asymétrique a été étudié précédemment au laboratoire [2], comme nous l'avons mentionné sur la dernière partie du chapitre précédent et est présenté sur la figure suivante.

C'est un dispositif dont la propagation non réciproque est obtenue par l'excitation d'ondes magnétostatiques et la présence de déplacement de champ, qui permet d'atténuer le signal à la résonance par l'interférence destructive de deux ondes en opposition de phase.

Cette structure est basée sur une ligne coplanaire, mais celle-ci est asymétrique car les deux plans de masse supérieurs n'ont pas la même configuration, un des plans de masse étant réalisé avec une fente pour tirer partie de l'effet de déplacement de champ. La fente asymétrique est précédée d'une zone de taper pour éviter la désadaptation d'impédance.

Cette zone peut éviter les grosses réflexions de l'onde électromagnétique et permet de faire progresser graduellement l'impédance caractéristique du port d'accès de 50Ω jusqu'à l'impédance de la zone asymétrique.

Un plan de masse est ajouté en dessous de la couche magnétique sur le côté asymétrique afin de créer un guide d'onde secondaire, hybride, mélange de type microruban et de type coplanaire.

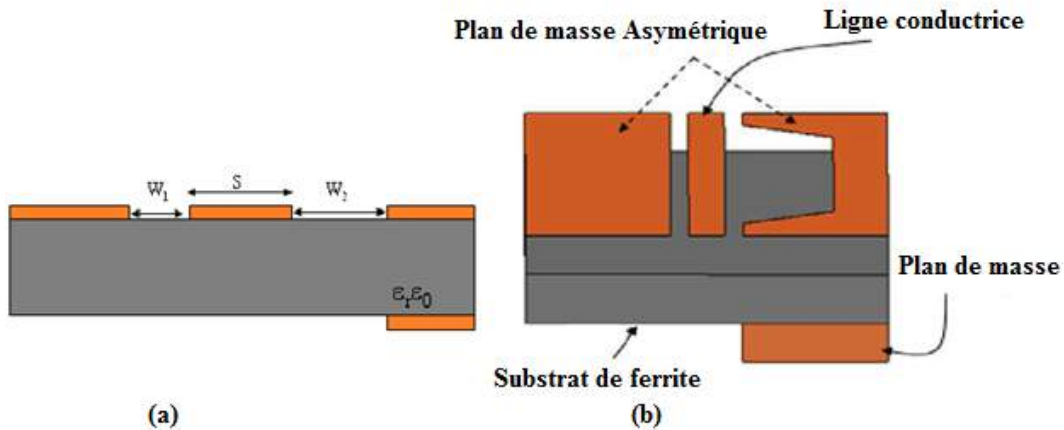
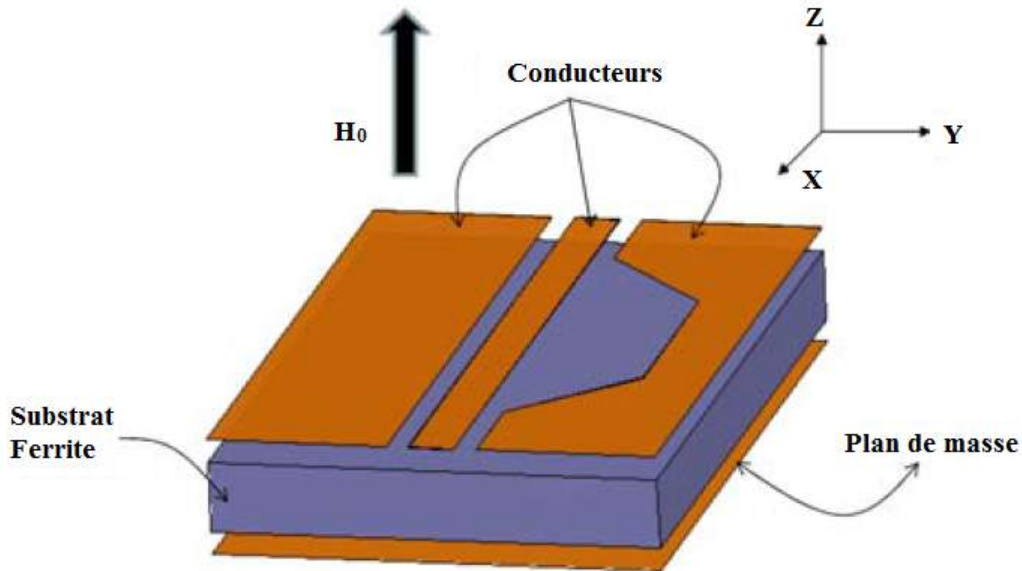


FIGURE III.3 – Isolateur coplanaire asymétrique (a) vue de face, (b) vue de en 3D [2]

Pour notre étude, la même structure est reprise avec la seule différence que le plan de masse inférieur n'est pas mis sur le côté du plan asymétrique mais sur toute la surface du ferrite, cette configuration étant plus facile à réaliser comme le montre la figure suivante, alors que pour la version précédente, le plan de masse nécessitait d'être aligné par rapport au plan de masse supérieur lors de sa réalisation, opération délicate dans le processus de photolithographie.

FIGURE III.4 – *Isolateur coplanaire asymétrique avec plan de masse sous toute la surface du ferrite*

III.4 Résultats de simulation

Dans cette partie, nous avons fait une première étude paramétrique en faisant varier la largeur de la fente du plan de masse asymétrique tout en fixant sa longueur. Ensuite nous avons fait varier un second paramètre en fixant la largeur de fente et en faisant varier la longueur de fente. Cette étude doit nous permettre de mieux comprendre la physique du composant, et présenter des nouvelles fonctionnalités par rapport à la structure précédente.

Les paramètres initiaux sont présentés sur le tableau ci-dessous :

Epaisseur conducteur / plan de masse	3 μ m
Epaisseur YIG	1mm
Largeur du composant	4mm
Longueur	10mm
Largeur ligne centrale CPW (S)	400 μ m
Gap des fentes CPW (W_1)	200 μ m
Largeur box	6mm
Grande longueur fente plan de masse supérieur	8mm
Petite longueur fente plan de masse supérieur	6mm
Largeur fente plan de masse supérieur (W_2)	1mm

TABLE III.1 – *Paramètres géométriques de l'isolateur coplanaire asymétrique*

III.4.1 Résultats de simulation d'un isolateur 1 fente

Des simulations sont faites avec les mêmes paramètres de simulation que la structure précédente [4], dont les paramètres sont les suivants :

- Le champ d'excitation du matériau magnétique, qui simule du YIG est fixé à 160kA/m.
- Le champ de saturation est de 1840 Gauss.
- Une Permittivité de 15,3 et une Perméabilité de 1.
- Une Tangente diélectrique de 2.10^{-4} .
- Le Delta H est de 50 A/m.

La structure avec un plan de masse sur toute la surface du YIG basée sur la structure asymétrique [2], est simulée afin de comprendre les phénomènes physiques du composant et de vérifier que ce nouveau design n'en impacte pas le fonctionnement.

III.4.1.1 Résultat de simulation pour longueur fente 8-6mm largeur 1mm

Dans cette partie la largeur est fixée à 1mm et la grande longueur de fente est de 8mm et la petite longueur est 6mm sous forme d'un trapèze.

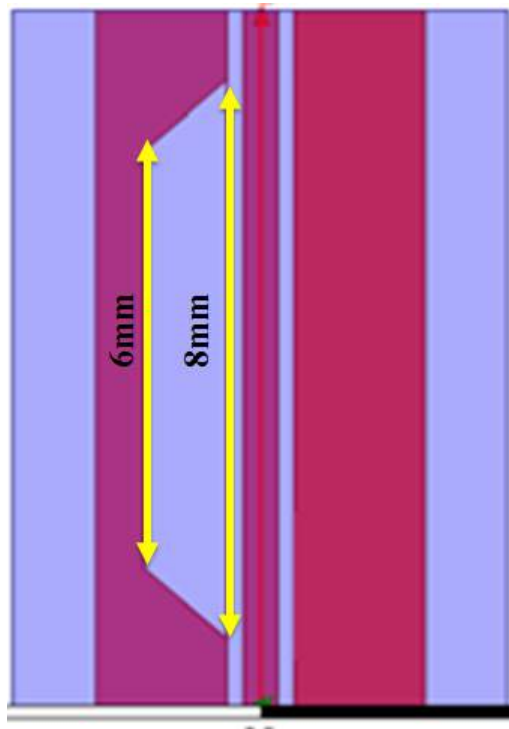


FIGURE III.5 – Longueur fente 8-6mm largeur $W_2 = 1mm$

Le résultat est présenté sur la figure suivante.

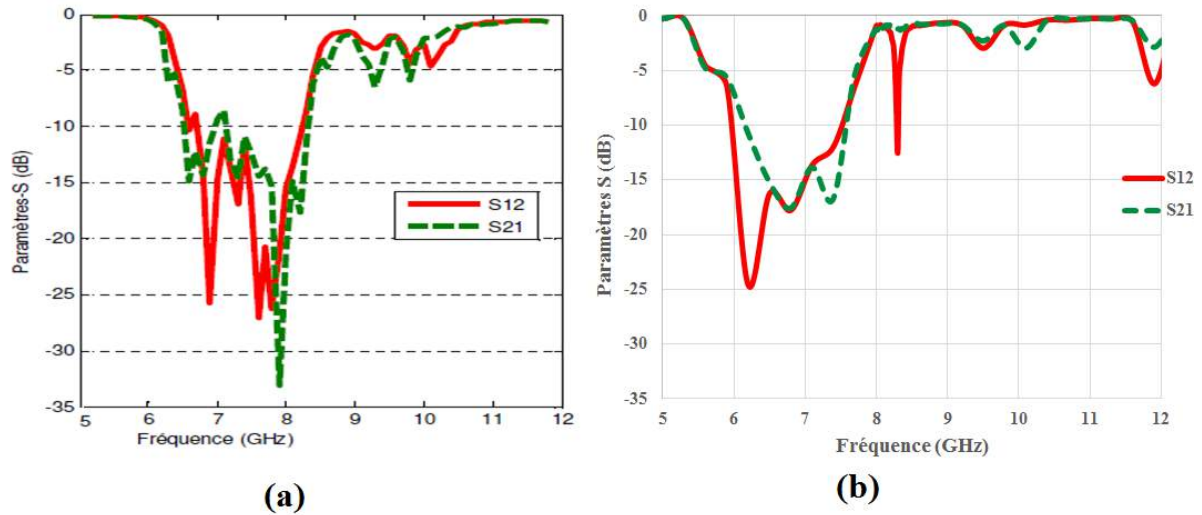


FIGURE III.6 – Isolateur longueur fente 8-6mm largeur 1mm, avec plan de masse inférieur, (a) : sur un côté du YIG, (b) : sur toute la surface du YIG

Dans cette partie, on compare le résultat de simulation d'un isolateur asymétrique avec un plan de masse sur toute la surface du YIG, avec celui n'ayant un plan de masse que sur un côté du YIG. C'est-à-dire notre résultat à celui trouvé par S. Kirouane. On observe une forte atténuation dans la bande de gyrorésonance sur les deux courbes. Les deux bandes ont presque la même bande de fréquence, celle pour le plan de masse sur un côté (figure III.6 (a)) se situe de 6GHz à 8,5GHz et celle que nous avons trouvé (figure III.6 (a)) est un peu avant, allant de 5,5GHz à 8GHz. On travaille près de la zone de résonance gyromagnétique pour bénéficier de la perméabilité μ_r qui est élevée et dans la bande d'apparition des ondes magnétostatiques qui est dans une bande de 8 à 9GHz environ.

On observe dans la figure III.6 (a), trois pics de résonances dont le premier pic est noyé dans la bande gyrorésonance (8,3GHz) et les deux autres pics sont situés un peu plus haut entre 9GHz et 11GHz avec une faible isolation de l'ordre de 7dB. De même sur la figure III.6 (b), on observe trois pics de résonance, dont les deux premiers pics sont situés aux mêmes fréquences que celle d'avant (figure III.6 (a)) avec une isolation importante de 12,5dB pour le 1^{er} pic. On peut dire que nos paramètres de couches magnétiques sont légèrement différents, la structure reproduit bien ses résultats. Notre résultat est exploitable mais pas suffisant, il reste à vérifier avec le résultat de mesure.

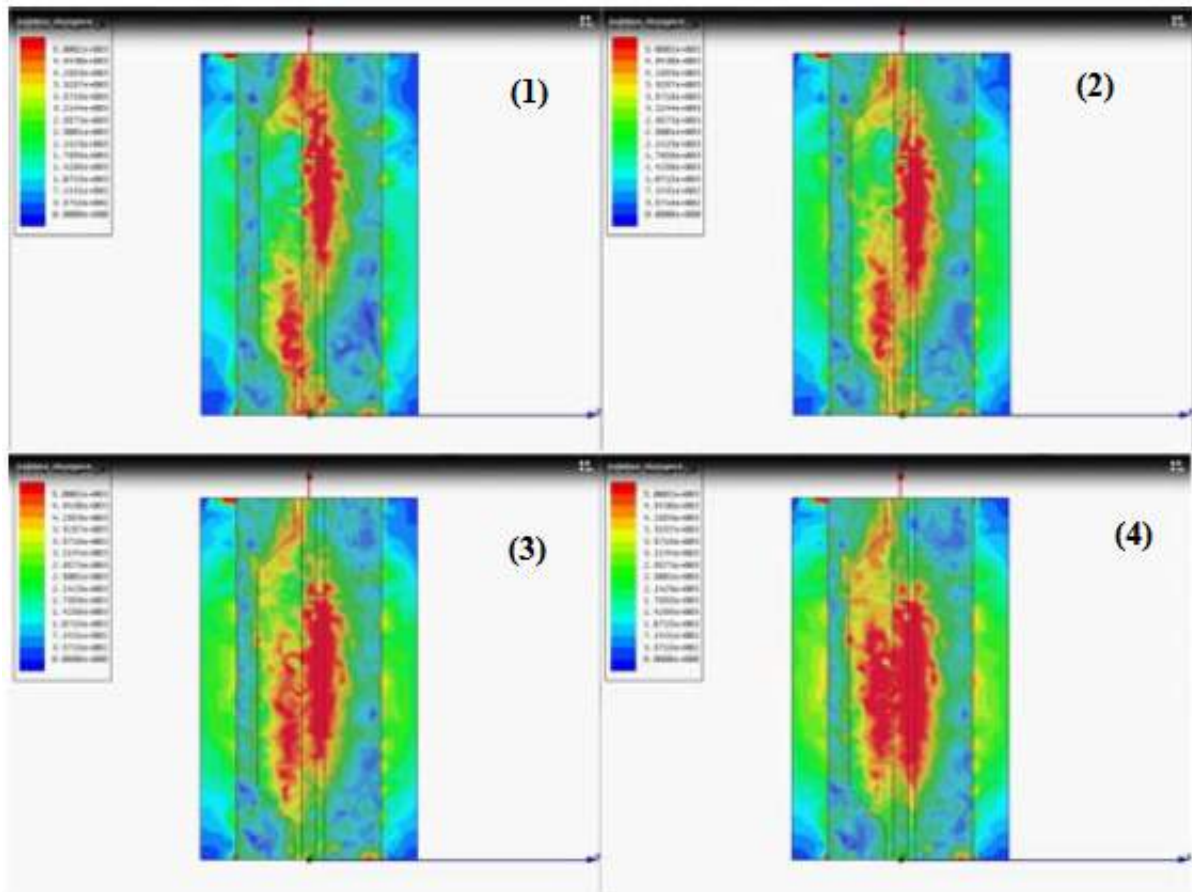


FIGURE III.7 – Evolution en fonction du temps (de gauche à droite et de haut en bas) du maximum du module du champ électrique, colocalisé avec le maximum du module de Poynting à 8,3GHz

Dans cette configuration, les simulations montrent que les vitesses de phase dans chacune des branches du guide sont de signe opposé, quand les vitesses de groupes sont de même signe (le vecteur de Poynting pointe dans la même direction dans les deux branches), il y a une apparition de propagation Main-Gauche à la fréquence de résonance, qui apparaît à une fréquence supérieure à la gyrorésonance, dans la bande des ondes magnétostatiques.

La propagation rétrograde, ou main-gauche, est un mode qui apparaît dans les couches de ferrite sous certaines conditions et dans lequel la vitesse de groupe et la vitesse de phase de l'onde ont des signes opposés. C'est-à-dire que l'énergie se propage toujours dans le même sens qu'hors résonance, mais que la phase de l'onde « remonte » en sens contraire de la structure. La propagation main-gauche n'intervenant que dans une moitié de la structure, la seconde moitié, où il n'y a pas déplacement de champ, continue à guider l'onde sur un mode main-droite, et les deux ondes se propagent dans les deux branches de la structure avec des vitesses de phase de signes opposés. Au niveau du port de sortie les deux ondes sont en opposition de phase et se recombinaient destructivement pour donner l'effet d'isolation.

III.4.1.2 Variation de la longueur de fente

Après avoir retrouvé par nous-même les résultats de S. Kirouane, une étude est faite sur la variation de la longueur de fente afin de voir le résultat sur l'effet non réciproque. Dans cette partie nous fixons la largeur de fente à 1mm et nous faisons varier la longueur de fente.

– Longueur fente 6-4mm largeur 1mm

La même configuration est faite avec une grande longueur de fente réduite à 6mm et la petite à 4mm.

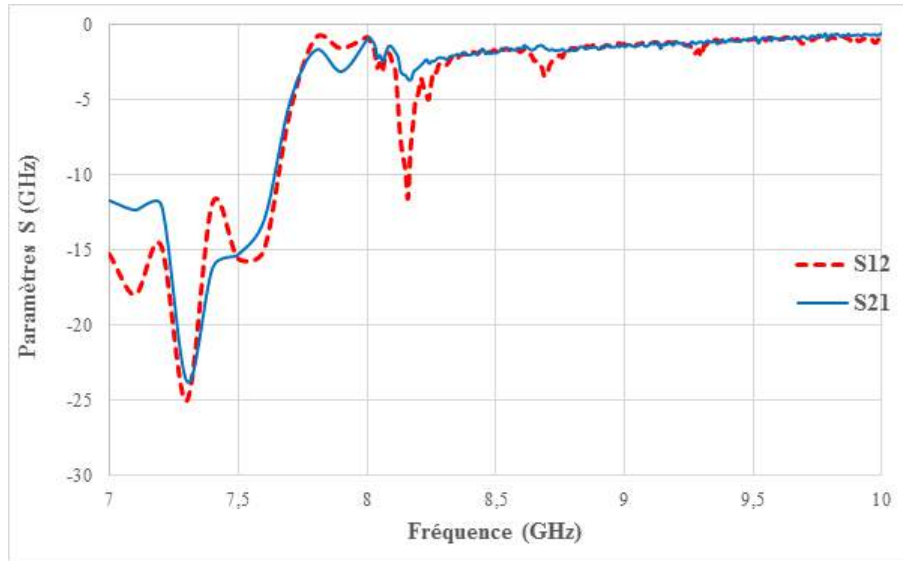


FIGURE III.8 – *Isolateur longueur fente 6-4mm largeur 1mm*

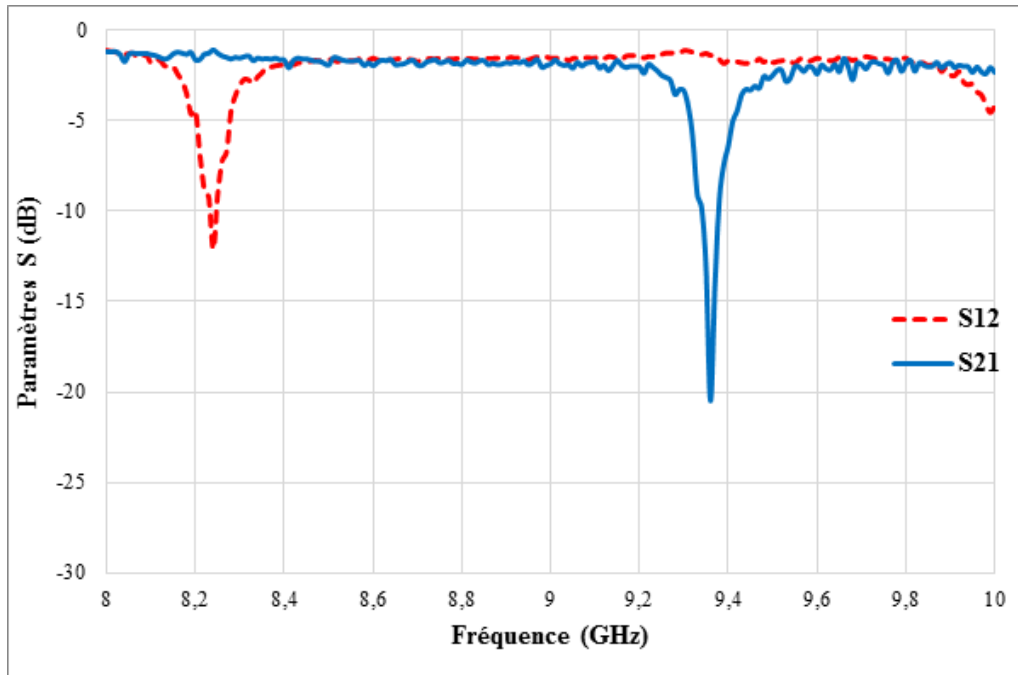
Dans cette figure la résonance gyromagnétique est dans la bande de fréquence entre 7 et 8GHz, et nous retrouvons les pics de résonance aux mêmes fréquences que dans la version précédente.

On observe au 1^{er} pic une isolation de 11,5dB et une perte d'insertion de 3,5dB à 8,2GHz, ce qui nous donne un effet non réciproque faible de 8dB. L'isolation s'est dégradée par rapport à la version de 8-6mm.

On observe qu'un second pic est apparu à la fréquence de 8,7GHz avec une faible isolation. Par rapport à la version précédente, l'isolation est comparable sur le 1^{er} pic, mais l'ENR s'est dégradé à cause des pertes d'insertion.

– Longueur fente 4-2mm largeur 1mm

Pour cette partie la grande longueur est réduite à 4mm et la petite à 2mm.

FIGURE III.9 – *Isolateur longueur fente 4-2mm largeur 1mm*

Dans cette version on retrouve toujours le 1^{er} pic autour de 8,3GHz, avec des caractéristiques sensiblement identiques à la version de 8-6mm. Par contre pour le second pic à 9,3GHz, on observe un effet non réciproque intéressant de l'ordre de 19dB, avec des pertes d'insertion de 1,5dB. L'isolation correspond au cahier des charges définit dans l'introduction ($> 20\text{dB}$).

En revanche une inversion du sens de propagation est observée pour ce pic, c'est-à-dire que la transmission au premier pic est devenue absorption sur le 2nd pic. La nature de la 2nd résonance s'est modifiée entre la longueur de 8mm et celle de 4mm, mais pas sa fréquence. Ces résultats restent à vérifier en mesure.

III.4.1.3 Synthèse de variation de la longueur fente 8-6-4mm

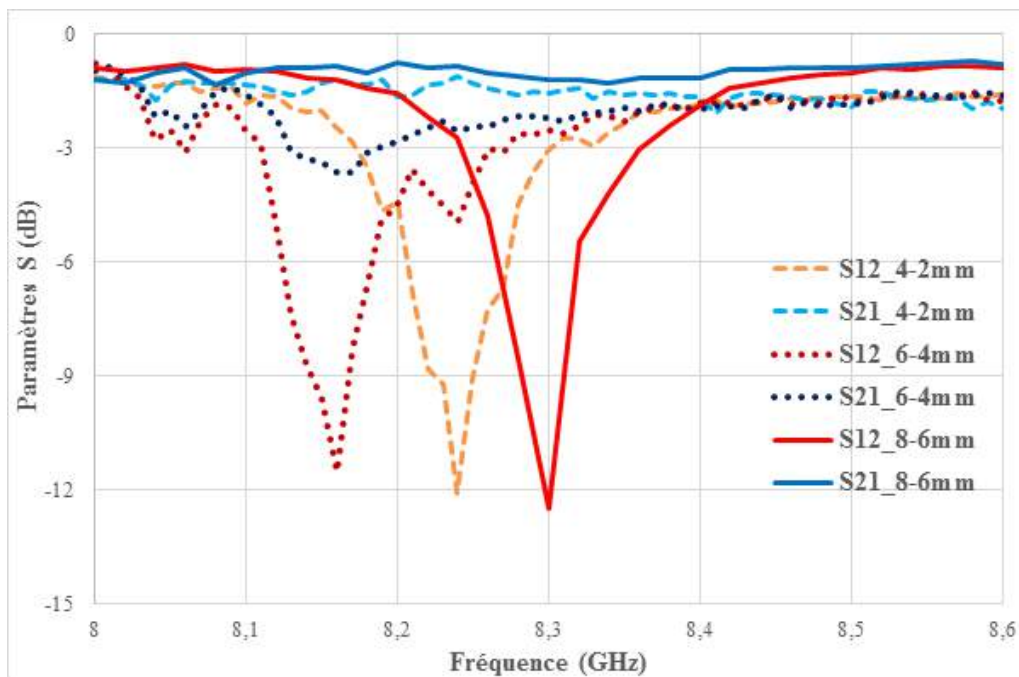


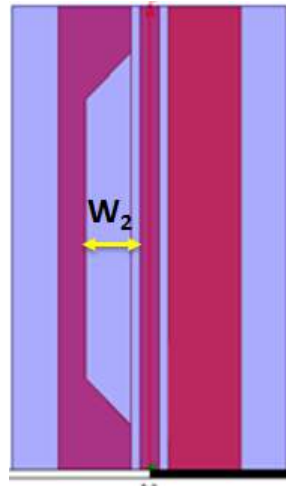
FIGURE III.10 – Synthèse de variation longueur fente 8-6-4mm

Avec la variation de la longueur de fente, on constate que le premier pic d'isolation est situé autour de 8,3GHz. La profondeur varie peu et l'optimum pour les ENR est obtenu avec une longueur de fente de 8-6mm. Dans ce 1^{er} pic le S_{21} est la transmission et le S_{12} est l'isolation. Les pertes d'insertion pour la longueur de 6-4mm ne sont pas très bonnes, mais pour les deux autres longueurs, elles, restent aux alentours de 1,5dB.

On observe que la fréquence de résonance ne change pas beaucoup en fonction des différentes longueurs de fentes. Leur fréquence de résonance est très proche malgré une petite variation d'un delta d'environ 7%. Ceci semble donc montrer que la longueur des fentes n'influe pas dans la valeur de cette fréquence de résonance.

III.4.1.4 Variation de la largeur de fente

Une étude sur la variation de la largeur de fente est maintenant réalisée afin de déterminer s'il existe une valeur permettant d'optimiser les performances du dispositif.

FIGURE III.11 – Variation de la largeur de fente W_2

– Longueur de fente 4-2mm

Comme nous avons constaté avec la longueur de fente de 4-2mm, que nous avons deux pics d'isolation, dont le premier pic a une isolation moyenne et le second pic est meilleur que le premier pic, nous nous sommes fixé à cette longueur et nous avons fait varier la largeur de fente afin de regarder l'influence de la largeur. La variation de la largeur va de 0,7mm à 1,3mm.

En faisant un agrandissement dans la bande de 8,1GHz à 8,4GHz et de 9,2GHz à 9,5GHz, cet agrandissement permet de voir l'existence des effets non réciproques.

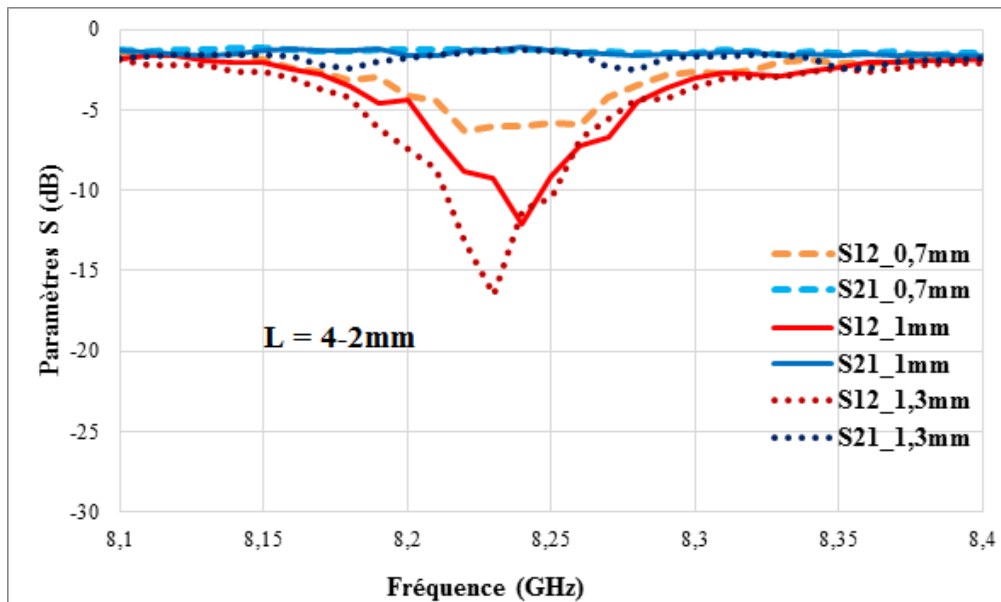


FIGURE III.12 – Isolateur 1 fente largeur varie de 0,7 à 1,3mm entre 8,1 à 8,4GHz

On constate dans ce 1^{er} pic que les pertes d'insertion (S_{21}) restent autour de 1dB. Par contre l'isolation varie en fonction de la largeur de fente. Pour une largeur de 0,7mm l'isolation reste faible avec 6dB mais pour une largeur de 1mm, l'isolation est meilleure, comme vu précédemment, autour de 12dB. Pour la largeur de 1,3mm, l'isolation augmente encore avec une valeur

autour de 17dB. Cette isolation atteint presque l'objectif du cahier des charges.

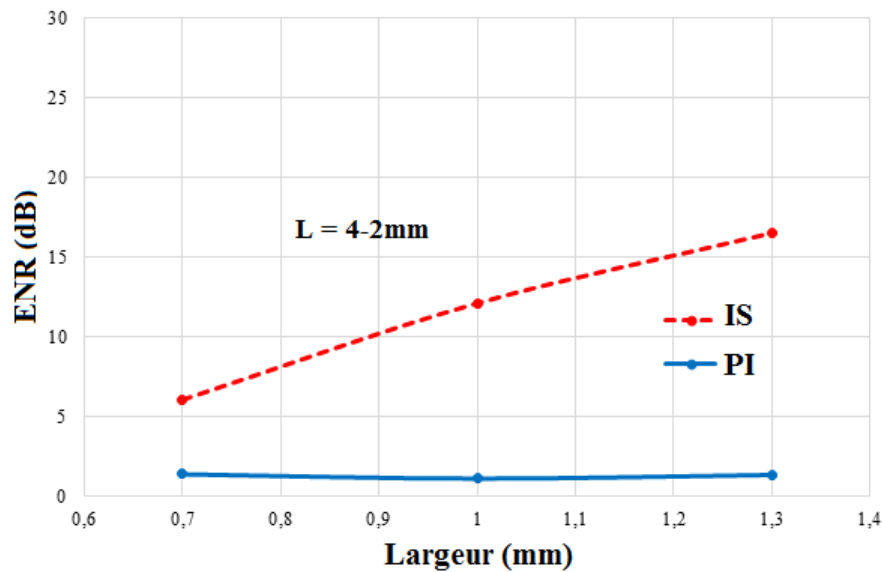


FIGURE III.13 – ENR en fonction de la largeur de fente à 8,24GHz

Dans cette figure on a tracé l'effet non réciproque en fonction de la largeur afin de faire une synthèse sur l'influence de la largeur de fente sur la structure.

On constate que l'isolation augmente avec la largeur de fente, alors que les pertes d'insertion restent constantes quelle que soit la largeur de fente. Cela montre que l'effet non réciproque augmente avec la largeur de fente. Et dans ce résultat l'optimum (maximum) est obtenu à la largeur de 1,3mm. L'isolation ainsi obtenue est d'environ 17dB.

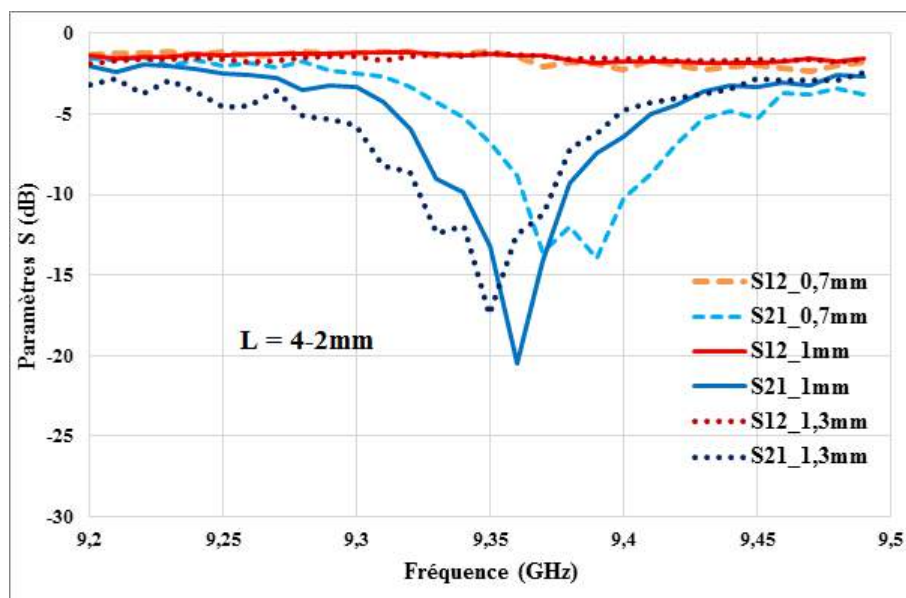


FIGURE III.14 – Isolateur 1 fente largeur varie de 0,7 à 1,3mm entre 9,2 à 9,5GHz

Dans ce résultat du second pic, on observe qu'à cette fréquence, qui est autour de 9,35GHz, l'isolation est meilleure que celle du 1^{er} pic. Pour une largeur de 0,7mm l'isolation est moyenne,

autour de 14dB, elle augmente jusqu'à 20,5dB lorsque la largeur est à 1mm, et retombe à 17,5dB lorsque la largeur est de 1,3mm.

Les pertes d'insertion restent quant à elles presque les mêmes en fonction de chaque largeur à la fréquence de résonance, autour de 1,5dB.

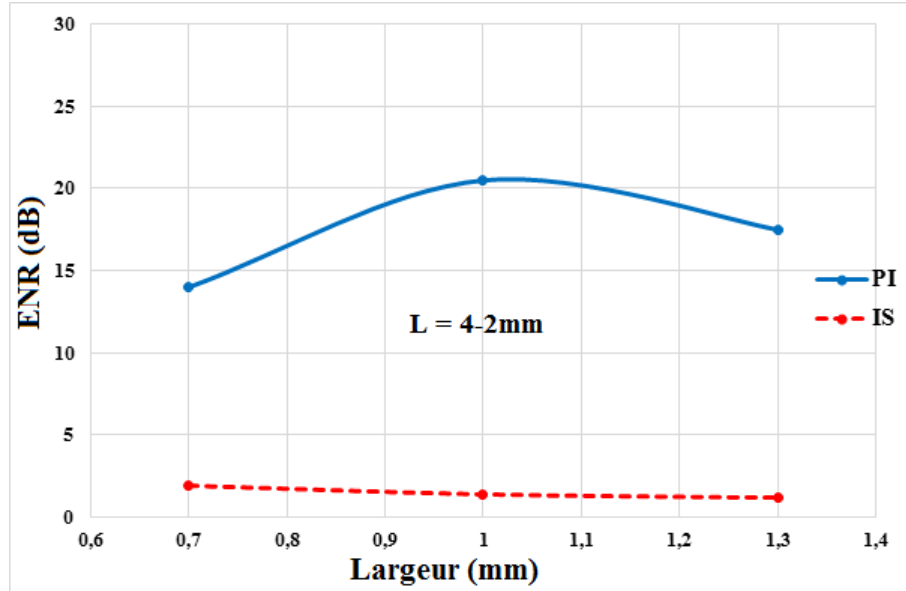


FIGURE III.15 – ENR en fonction de la largeur à 9,4GHz

La synthèse de la variation de largeur de fente pour l'isolateur coplanaire à une fente (4-2mm) indique que les pertes de transmission varient légèrement, elles sont réduites si la largeur de fente est grande. Par contre l'isolation varie en fonction de la largeur et l'optimum est obtenu à une largeur de 1mm avec une isolation de 20,5dB. Ce qui signifie que dans cette configuration le maximum de l'effet non réciproque est obtenu à la largeur de fente de 1mm.

Il reste à vérifier que ce résultat peut être maintenu en réduisant la longueur totale de dispositif à 6mm par exemple pour tenter de diminuer l'encombrement.

– Longueur de fente 8-6mm

Dans cette partie la grande longueur de fente est de 8mm et la petite longueur est 6mm. Une variation de la largeur de fente est faite entre 0,7mm à 1,3mm. Le résultat de simulation montre qu'un effet non réciproque est observé à la fréquence de résonance autour de 8,3GHz.

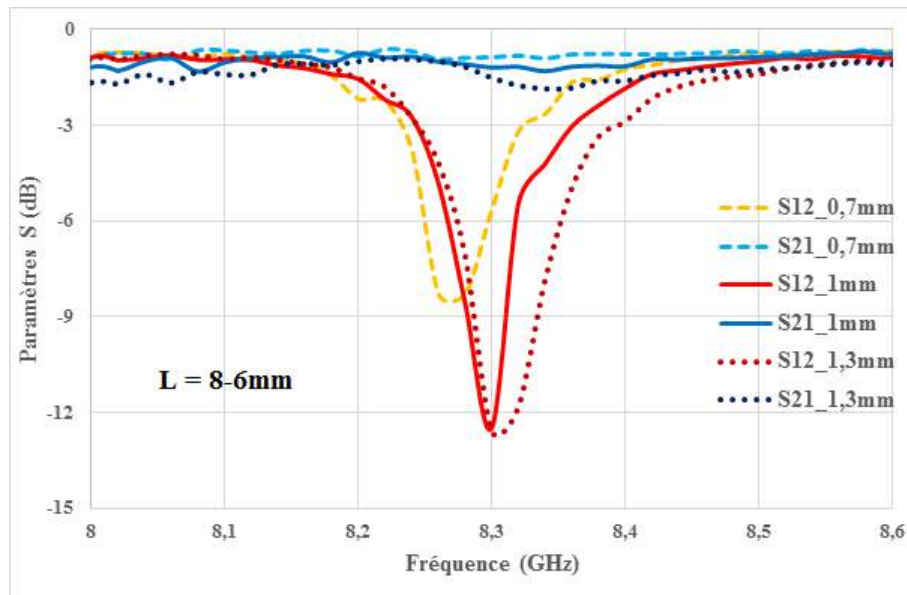


FIGURE III.16 – Variation de la largeur de fentes de 0,7 à 1,3mm.

Ce résultat montre que l'effet non réciproque obtenu est moyen avec 13dB d'isolation autour de 8,3GHz pour les deux largeurs de 1mm et 1,3mm, alors que pour la largeur de 0,7mm l'isolation est faible de l'ordre 8,3dB et sa fréquence de résonance est légèrement inférieure par rapport aux autres largeurs avec différence de quelques dizaines de MHz (8,26GHz).

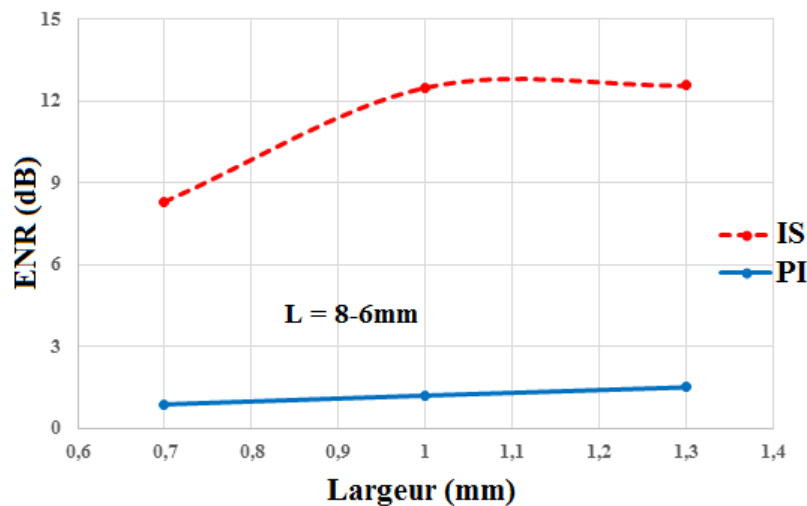


FIGURE III.17 – ENR en fonction de la largeur de fente pour une longueur 8-6mm

Dans la synthèse de la variation de largeur pour l'isolateur à une fente de longueur 8-6mm, le résultat montre qu'à partir de 1mm de largeur l'isolation reste constante même si on augmente la largeur. Pour la plus petite largeur, l'isolation est faible. Par contre les pertes d'insertion sont bonnes pour des petites largeurs et elles augmentent si cette dernière augmente (1,7dB). Dans cette configuration de longueur 8-6mm, l'effet non réciproque reste moyen quelle que soit la variation de la largeur.

III.4.2 Simulation d'un isolateur à deux fentes

Dans cette partie, nous présentons une étude sur l'isolateur coplanaire à deux fentes. Celui-ci a les mêmes caractéristiques que l'isolateur à une fente, à l'exception qu'il possède deux fentes sur le plan de masse supérieur. La structure a été simulée avec les mêmes paramètres de simulation que la structure à une fente (simple fente).

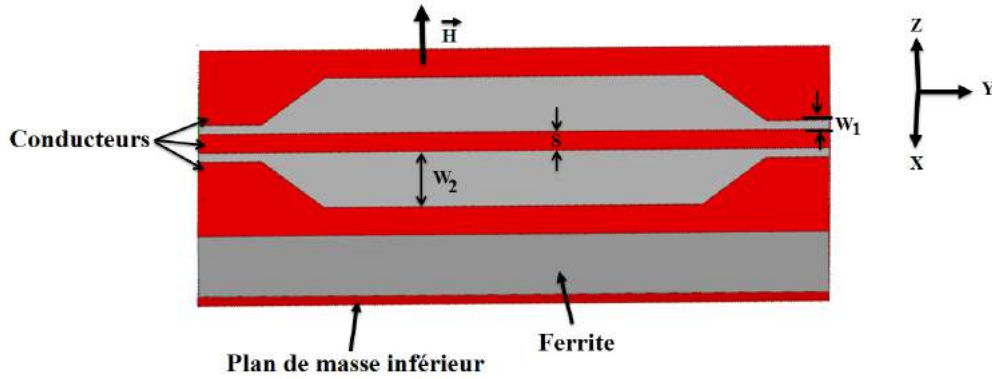


FIGURE III.18 – *Isolateur deux fentes*

Le résultat de simulation est présenté sur la figure ci-dessous.

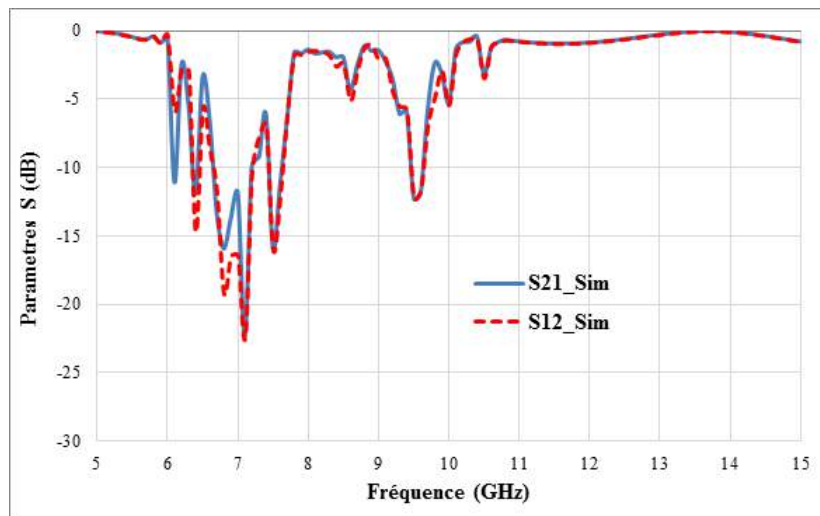


FIGURE III.19 – *Isolateur à deux fentes pour un champ interne $H_i = 160\text{kA/m}$*

Le résultat montre la bande gyromagnétique, située entre 6 à 8GHz, mais aucune isolation n'est observée, cela montre que l'effet non réciproque n'existe pas à cause de la symétrie de la structure et de la polarisation avec un champ statique homogène.

La structure à deux fentes ne marche pas, néanmoins nous avons décidé de la fabriquer. Nous nous sommes alors rendu compte qu'elle isole, et que les résultats sont meilleurs qu'avec la structure à 1 fente.

Nous présentons ces résultats dans le chapitre suivant, et nous en ferons l'analyse.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre que le logiciel de simulation HFSS permet de faire l'étude paramétrique d'un modèle géométrique en utilisant la méthode des éléments finis.

Une étude paramétrique a été faite sur un isolateur coplanaire à une fente, tout d'abord sur la variation de longueur de fente qui va de 8mm à 4mm tout en fixant la largeur de fente à 1mm. Les résultats obtenus montrent que des effets non réciproques sont observés et qu'ils varient selon la longueur de fente, à une fréquence de résonance autour de 8,3GHz et que l'optimum est obtenu à la longueur de 8-6mm avec 12,5dB d'isolation.

Deux pics d'isolation sont observés dans cette étude dont le second pic a une inversion de sens d'isolation, cette dernière étant intéressante (20,5dB) pour la longueur de 4-2mm à 9,4GHz et faible pour les deux autres longueurs.

Une deuxième étude a été réalisée sur la petite longueur de fente 4-2mm en faisant la variation de largeur de 0,7mm à 1,3mm, le résultat a montré deux pics dont pour le 1^{er} l'isolation augmentait avec l'augmentation de la largeur de fente alors que pour le 2nd pic l'optimum était obtenu à la largeur de 1mm.

La dernière étude a été faite sur la longueur de fente 8-6mm en faisant varier sa largeur, le résultat a montré que l'effet non réciproque existait mais d'une valeur moyenne (12dB) et que ses pertes d'insertion augmentent avec la largeur.

Une simulation a aussi été faite sur une structure à double fente dont le résultat ne montre pas d'effet d'isolation.

Ces résultats obtenus grâce au logiciel de simulation HFSS sont intéressants, et il reste à vérifier ces résultats de simulation en les évaluant aux résultats de mesure.

Bibliographie

- [1] : Ansoft, An introduction to HFSS : fundamental principles, concepts and use, Ansoft LCC, 2009.
- [2] S. Kirouane, D. Vincent, E. Verney, O. Zahwe, B. Payet and A. Chaabi, « Design of a new coplanar isolator made from YIG film operating in the X-frequency band », The European Physical Journal Applied Physics, 57, 01, 10602 (2011).

CARACTERISATION DE L'ISOLATEUR COPLANAIRE

Sommaire

Introduction	95
IV.1 Réalisation de l'isolateur coplanaire	96
IV.1.1 Nettoyage du substrat de YIG	97
IV.1.2 Réalisation du plan de masse inférieur	97
IV.1.3 Collage, sciage et polissage	98
IV.1.4 Réalisation de la ligne de transmission et du plan de masse supérieur	
99	
IV.2 Méthode et procédure de mesure	100
IV.2.1 Mécanique du testeur sous pointe	100
IV.2.2 Choix des pointes de mesure	101
IV.2.3 Principe de mesure de l'analyseur vectoriel de réseaux	103
IV.2.4 Aimantation de l'échantillon	104
IV.3 Résultats de mesures	105
IV.3.1 Positionnement de l'échantillon sur l'aimant	105
IV.3.2 Résultats de mesure pour l'isolateur à 1 fente	106
IV.3.2.1 Résultats de mesure pour l'isolateur à 1 fente de longueur 8-6mm	106
IV.3.2.2 Etude paramétrique de l'isolateur à 1 fente sur la largeur de fente	
avec $H_0=180\text{mT}$	107
IV.3.2.3 Etude paramétrique de l'isolateur à 1 fente sur la largeur de fente	
avec $H_0=200\text{mT}$	110
IV.3.2.4 Etude paramétrique de l'isolateur à 1 fente sur la largeur de fente	
avec $H_0=245\text{mT}$	111
IV.3.3 Synthèse des résultats sur l'isolateur à 1 fente en fonction de champ	
H_0	112

IV.3.4 Synthèse de l'étude paramétrique sur la largeur de fente et l'aimantation pour l'isolateur à 1 fente	113
IV.3.4.1 Isolateur 1 fente de longueur 6-4mm	113
IV.3.5 Résultat de mesure pour l'isolateur à 2 fentes	114
IV.3.5.1 Résultat de mesure pour l'isolateur à 2 fentes de longueur 8-6mm	114
IV.3.5.2 Etude paramétrique de l'isolateur à 2 fentes sur la largeur de fente avec $H_0=180\text{mT}$	115
IV.3.5.3 Etude paramétrique de l'isolateur à 2 fentes sur la largeur de fente avec $H_0=200\text{mT}$	118
IV.3.5.4 Etude paramétrique de l'isolateur à 2 fentes sur la largeur de fente avec $H_0=245\text{mT}$	123
IV.3.6 Synthèse des résultats sur l'isolateur à 2 fentes en fonction de champ H_0	125
IV.3.7 Synthèse de l'étude paramétrique sur la largeur de fente et l'aimantation pour l'isolateur à 2 fentes	126
IV.3.7.1 Isolateur 2 fentes de longueur 6-4mm	128
IV.3.7.2 Isolateur 2 fentes de longueur 4-2mm	129
IV.4 Analyse et comparaison	130
IV.4.1 Comparaison entre simulation et mesure	130
IV.4.2 Comparaison des résultats entre les versions à une fente et à deux fentes	132
IV.4.3 Analyse des résultats	133
IV.5 Rétro-simulation	135
IV.5.1 Paramètres du substrat de YIG sous HFSS	135
IV.5.1.1 Saturation du ferrite M_S	136
IV.5.1.2 Largeur de résonance à mi-hauteur (ΔH)	136
IV.5.1.3 Champ de polarisation H_i	136
IV.5.2 Modèle d'aimantation non-uniforme	137
IV.5.2.1 Sous-bloc avec module du champ non-uniforme	137
IV.5.2.2 Module du champ uniforme avec orientation de vecteur de champ	139
IV.5.2.3 Sous-bloc module de champ non-uniforme avec orientation des vecteurs de champ	139
IV.5.2.4 Adaptation avec les nouveaux paramètres trouvés	141
IV.5.3 Comparaison mesure/retro-simulation	143
IV.5.3.1 Isolateur 2 fentes de longueur 8-6mm	143
IV.5.3.2 Isolateur 1 fente ou simple fente	147
Conclusion	151
Bibliographie	153

Introduction

L'objectif de cette partie est double ; il s'agit premièrement de réaliser l'isolateur à une fente, étudié lors de la simulation avec différentes dimensions et de réaliser aussi d'autres isolateurs coplanaires à double fentes avec les mêmes paramètres que la version à une fente.

Cette réalisation (de guides) avec différentes dimensions permet d'obtenir d'une part, des échantillons pour l'étude de l'optimisation des performances du dispositif dans le cadre du cahier de charges défini au chapitre 3, et d'autre part, elle doit nous permettre de mieux comprendre les phénomènes physiques qui entrent en jeu dans ces structures atypiques, qui mêlent une géométrie originale aux propriétés particulières des ferrites dans le domaine fréquentiel d'apparition des ondes magnétostatiques.

L'élaboration de ces composants nécessite l'utilisation de matériaux magnétiques et de cuivre en couche mince. La fabrication de ces composants nécessite des étapes technologiques issues de procédés utilisés dans le domaine des semi-conducteurs.

Après une étape de transfert des motifs préalablement imprimés sur un masque, par photolithographie, la gravure se fait avec du perchlorure de fer pour obtenir les composants souhaités.

Dans un second temps et après avoir réalisé les dispositifs en salle blanche, nous effectuons les mesures sur les échantillons et vérifierons si les résultats obtenus concordent avec les simulations numériques. Les étapes de réalisation produisant toujours un résultat physique un peu différent des structures idéales simulées, et les conditions de mesures ne reproduisant jamais exactement les conditions de simulation, notamment sur le champ de polarisation interne appliqué à la couche magnétique, une étape de rétro simulation doit être envisagée pour permettre d'affiner le modèle numérique à partir des résultats de mesure. Enfin nous concluons sur les résultats obtenus, en essayant de proposer une analyse physique du fonctionnement de ces isolateurs, et de produire des recommandations concernant leur modélisation numérique et notamment de leur environnement magnétique.

IV.1 Réalisation de l'isolateur coplanaire

Après le design et la simulation du composant, il faut le fabriquer puis le caractériser. Nous allons présenter dans cette partie les étapes de réalisation de l'isolateur coplanaire.

La réalisation de l'isolateur coplanaire à déplacement de champ se fait en déposant un plan de masse inférieur en cuivre sur une face d'un substrat de verre, puis en collant un substrat de YIG sur ce plan de masse, puis en réalisant la ligne de transmission en cuivre sur l'autre surface du substrat de YIG.

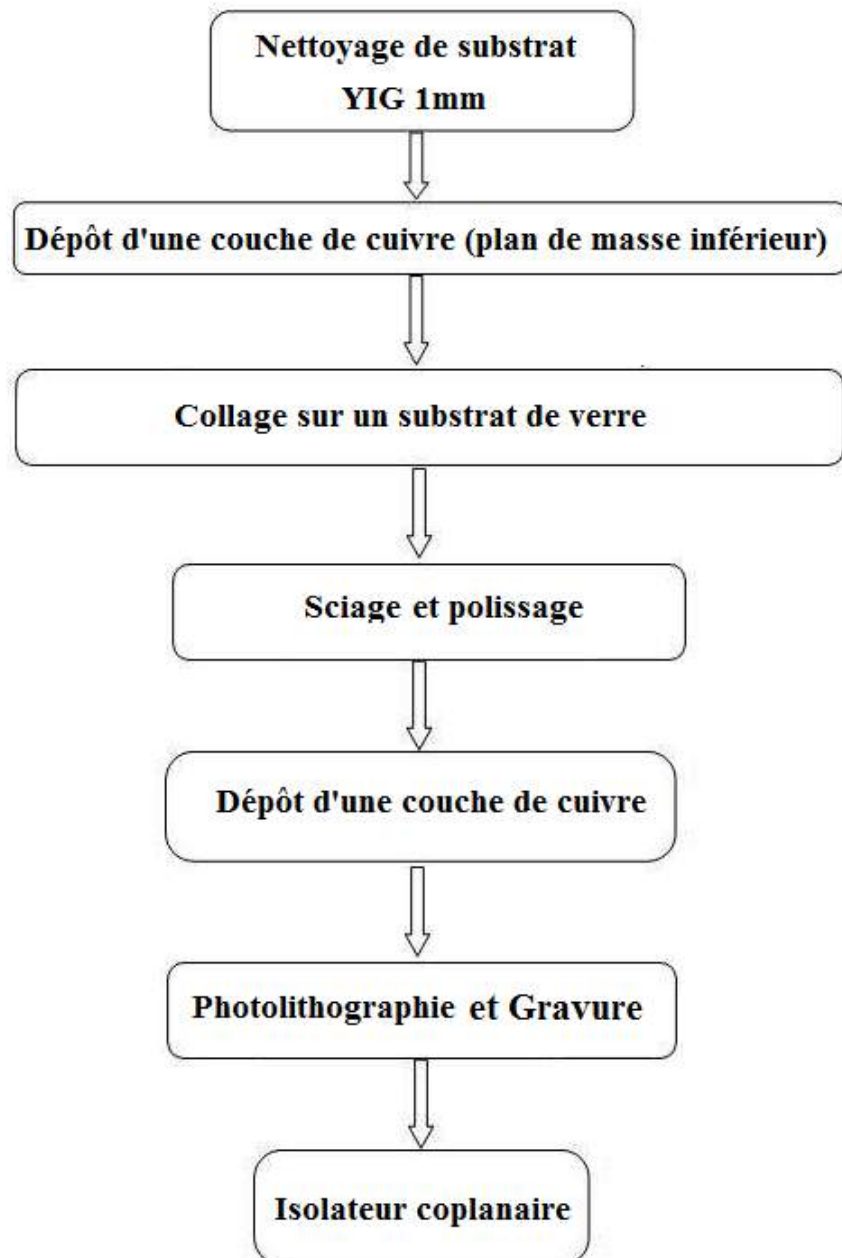


FIGURE IV.1 – *Processus de réalisation de l'isolateur coplanaire*

IV.1.1 Nettoyage du substrat de YIG

La réalisation de l'isolateur coplanaire consiste tout d'abord à faire le nettoyage des substrats (verre et YIG) afin d'enlever ou d'éliminer la maximum d'éléments « étrangers » à la surface et de laisser le substrat très propre.

La procédure de nettoyage consiste à mettre le substrat dans un bécet dans un bac à ultrasons pendant 10 minutes pour chaque produit. Les produits utilisés sont l'acétone, l'éthanol, un liquide dégraissant et de l'eau distillée. Après nettoyage, le substrat est mis immédiatement dans un bâti de pulvérisation cathodique pour le dépôt du cuivre.

IV.1.2 Réalisation du plan de masse inférieur

Le dépôt de cuivre se fait par la méthode de pulvérisation cathodique radiofréquence RF (à 13,56MHz) avec une machine TSD 350. Le substrat est installé dans l'enceinte à une distance de 6,7cm de la cible de cuivre. La puissance de dépôt est de 300W et le temps de dépôt est de 18 minutes pour obtenir une épaisseur des couches de cuivre d'environ $3\mu\text{m}$.

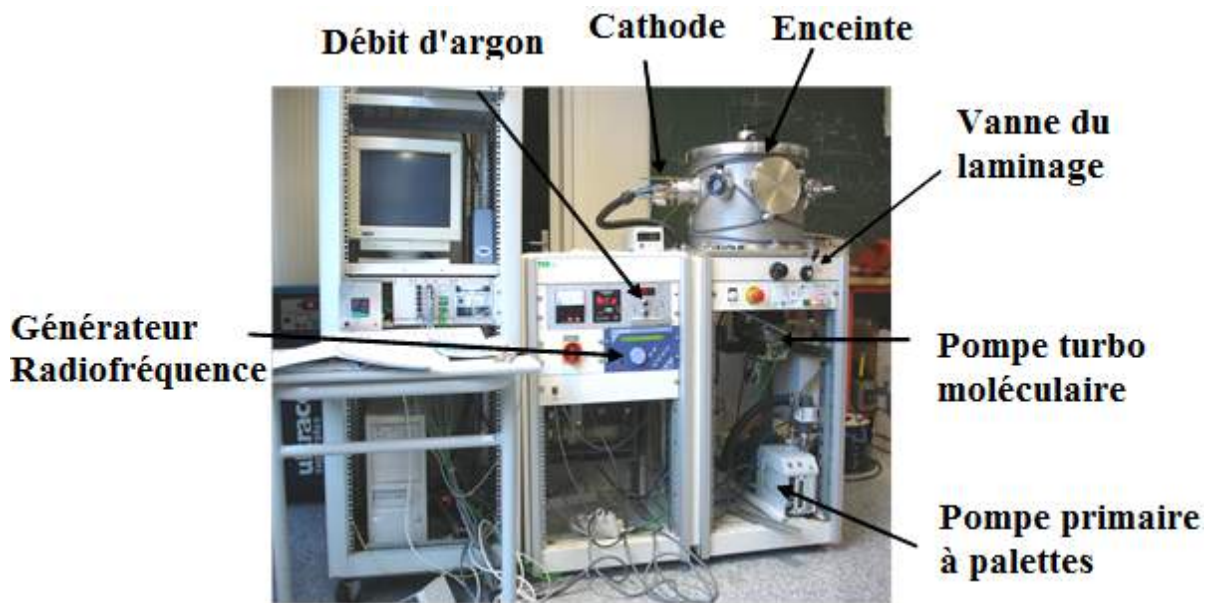


FIGURE IV.2 – Bâti TSD 350 de pulvérisation RF

IV.1.3 Collage, sciage et polissage

Les substrats de YIG sont de forme carrée de 50mm de côté et d'une épaisseur de 1mm. Comme le YIG est très cassant, il est collé sur un substrat de verre afin d'assurer une rigidité mécanique suffisante pendant la manipulation.

Le collage se fait avec la colle GEOFIX, qui est une colle composée de deux réactifs selon la procédure suivante :

- Mélange de 50ml de la colle GEOFIX part A et 25ml de la colle GEOFIX part B
- Dépôt de la colle sur le substrat sur la plaque chauffante à 80°C entre 12h et 24h.

Après le collage, l'ensemble constitué du YIG et du verre peut être scié facilement en utilisant une scie circulaire.

Après sciage on obtient deux substrats de YIG sur verre. Ces deux substrats vont être polis, car ils présentent une surface rugueuse. Le polissage a pour but d'obtenir un état de surface de haute qualité, nécessaire à la réalisation d'un isolateur par la photolithographie.

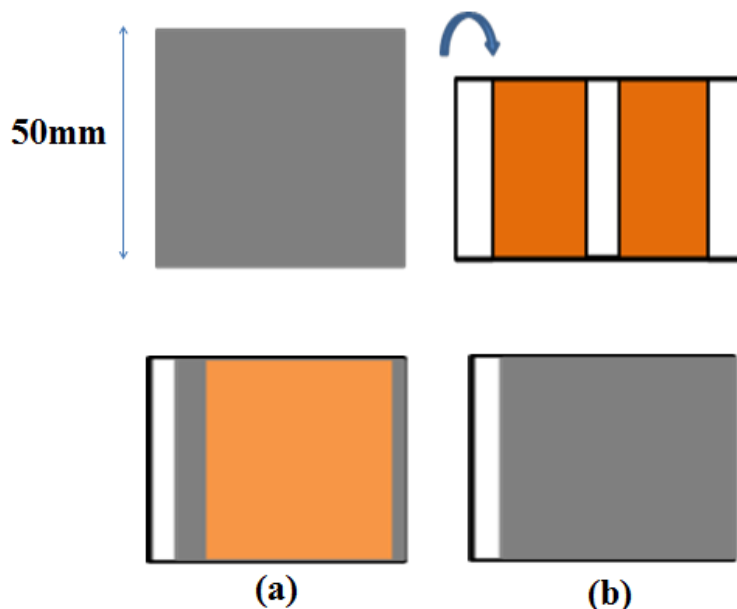


FIGURE IV.3 – Collage du YIG sur le verre (a) vue de derrière, (b) vue de face

IV.1.4 Réalisation de la ligne de transmission et du plan de masse supérieur

La ligne de transmission se réalise de la même manière que le plan de masse inférieur avec les mêmes paramètres de dépôts. Mais le dépôt de la ligne de transmission est suivi d'un procédé de photolithographie et d'une gravure afin d'obtenir la forme de l'isolateur coplanaire.

La photolithographie, technique issue de la microélectronique, est une étape qui consiste à transférer l'image du motif souhaité d'un masque sur le substrat.

Afin d'enlever les parties du cuivre non protégées par la résine déposée lors de la photolithographie et de faire apparaître le motif souhaité, une gravure est réalisée. Pour cela, il est nécessaire de tremper l'échantillon dans une solution composée de perchlore de fer et d'eau chaude (50%).

Après la gravure et l'enlèvement de la résine photosensible déposée lors de la photolithographie sur la surface de l'échantillon, le processus suivant est l'étamage, réalisé sur le composant. L'étamage est une opération de traitement de surface qui consiste à appliquer une couche d'étain sur l'échantillon pour éviter l'oxydation.

Des composants avec différentes largeurs et longueurs de fente ont été réalisés. Cette étude paramétrique sur les dispositifs est faite pour essayer de comprendre les phénomènes physiques en jeu dans le composant, et essayer de trouver des dimensions optimales pour le respect du cahier des charges fixé.



FIGURE IV.4 – *Dispositifs réalisés*

IV.2 Méthode et procédure de mesure

Afin de procéder aux mesures des composants réalisés, les échantillons ou les modèles sont caractérisés à l'aide d'un banc de mesure hyperfréquence constitué d'un testeur sous pointes et d'un analyseur vectoriel de réseaux (VNA – Vectorial Network Analyser) qui permet de mesurer jusqu'à 67GHz. L'analyseur permet alors une lecture du comportement de l'échantillon à analyser sur un certain spectre fréquentiel.

Dans cette partie nous présentons les techniques de mesure de l'isolateur coplanaire. Pour mesurer l'isolateur il faut bien savoir comment mesurer le composant et bien choisir les pointes et réaliser correctement le calibrage. Il faut aussi prendre en compte la mécanique du testeur sous pointe et les principes de mesure de l'analyseur.

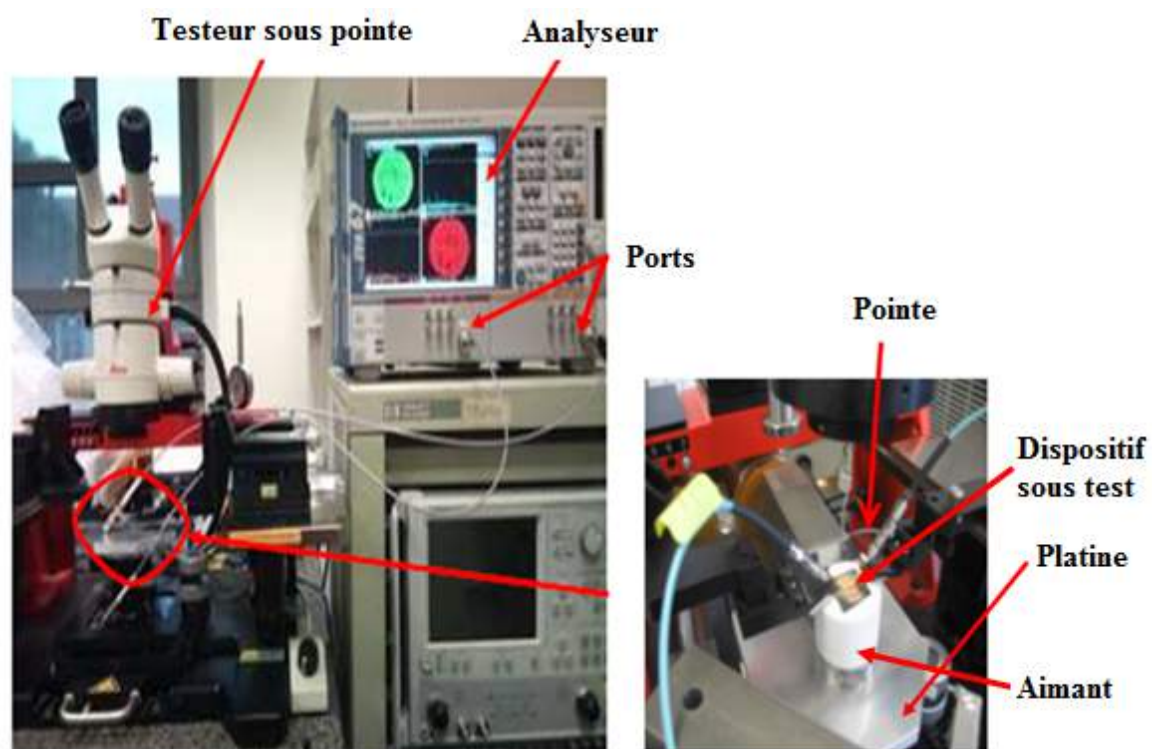


FIGURE IV.5 – Analyseur vectoriel de réseaux avec le testeur sous pointe et la polarisation externe réalisée par un aimant permanent.

IV.2.1 Mécanique du testeur sous pointe

Un testeur sous pointes est un appareil de précision placé sur un marbre qui permet d'atténuer les vibrations pouvant entraîner des erreurs de mesures, généralement composé de deux plateaux, d'une platine où est disposé le composant et d'un dispositif sous test (DST) mobile déplaçable à l'aide de vis micrométriques. Les pointes de mesure sont les éléments qui servent à réaliser la connexion entre la technologie coaxiale et la technologie planaire des dispositifs micro-ondes. Elles sont fixées sur deux plateaux latéraux qui peuvent se mouvoir ou être réglés les uns par rapport aux autres par l'action de vis micrométriques. Le mouvement des pointes

ne se fait que de quelques dizaines de micromètres, ce qui permet de réduire les changements de tension et de courbure des câbles, qui peuvent augmenter les erreurs de mesure. On peut rajouter un troisième bras à ce banc de mesure dans les cas où le composant est constitué de trois ports (circulateur).

Le mouvement des pointes est contrôlé à l'aide d'une binoculaire jointe sur le testeur sous pointes. Elle permet de s'assurer de la précision des contacts des pointes sur les ports du dispositif à mesurer. Cette mesure permet d'effectuer une acquisition des paramètres S grâce à l'analyseur vectoriel de réseaux. La pression des contacts des pointes doit être bien maîtrisée, le contact doit être correct lors de la calibration, pour obtenir un calibrage valable.

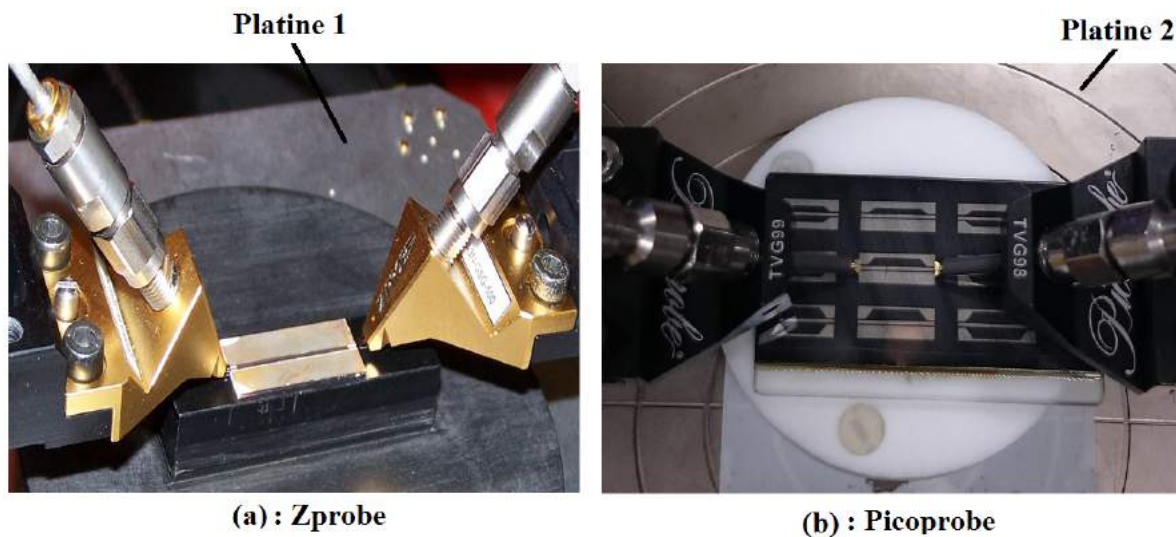
Bien que le testeur sous pointes améliore nettement la précision des mesures, il est nécessaire d'en connaître le fonctionnement afin d'estimer les différentes sources d'erreur de mesure éventuelles. C'est le point nécessaire qui permet de bien choisir les pointes ainsi que les outils de mesure.

IV.2.2 Choix des pointes de mesure

Un élément important des mesures au testeur sous pointes est le choix des pointes de mesure, les dispositifs planaires nécessitant des pointes spécifiques pour leur mesure. Comme nos dispositifs sont coplanaires, donc composés de trois rubans métalliques, alors les pointes doivent avoir trois aiguilles parallèles entre elles (G-S-G), dont la centrale fait le contact avec le ruban central appelé "signal" et les deux aiguilles latérales font les contacts avec les deux autres rubans qui constituent les plans de masse. Leur "écartement" est la distance entre les deux masses.

Au laboratoire les mesures sont faites à l'aide des pointes Zprobe et Picoprobe avec différent type d'écartement ($250\mu\text{m}$, $600\mu\text{m}$, $800\mu\text{m}$ et $1000\mu\text{m}$).

Comme le composant est polarisé à l'aide d'un aimant permanent, il est nécessaire de faire un choix entre ces deux types de pointes car leurs caractéristiques physiques sont différentes. Pour les pointes Zprobe le matériau des aiguilles est constitué d'un alliage de nickel, qui est un métal magnétique, alors que les aiguilles des pointes Picoprobe sont en tungstène qui est un métal non magnétique.

FIGURE IV.6 – *Pointes de mesure*

Du fait de la sensibilité des pointes Zprobe aux champs magnétiques, la nature des matériaux de la platine du testeur sous pointe a une influence sur les mesures. C'est-à-dire que les platines utilisées au laboratoire sont des platines en métal non magnétique, mais leur support est en métal magnétique.

Pour la platine 1, le support est en forme de guide creux de diamètre un peu plus grand que celui de l'aimant utilisé. Si on met l'aimant au milieu, il n'y aura pas d'attraction magnétique entre le support et l'aimant. Dans ce cas de figure (platine 1), on peut utiliser les deux types de pointes pour observer l'effet non réciproque.

Le laboratoire a changé la platine 1 par la platine 2, et le support contient une tige située au centre de la platine, constituée d'un métal magnétique. Si on met l'aimant de mesure sur la platine 2, il y a attraction entre l'aimant et le support. Si on utilise la pointe Zprobe, constituée d'un métal magnétique, comme la platine 2, on n'observe pas l'effet non réciproque, lors de la mesure des isolateurs à cause du champ magnétique qui est bouclé. L'ensemble pointes + platine se comporte comme un entrefer. En revanche, dans la même configuration, avec les pointes Picoprobes il n'y a pas d'artefact de mesure lié au rebouclage des champs. Donc le choix de la pointe Picoprobe est primordial.

En conclusion pour éviter ce cas de problème, le mieux c'est d'utiliser les pointes Picoprobe pour les mesures.

IV.2.3 Principe de mesure de l'analyseur vectoriel de réseaux

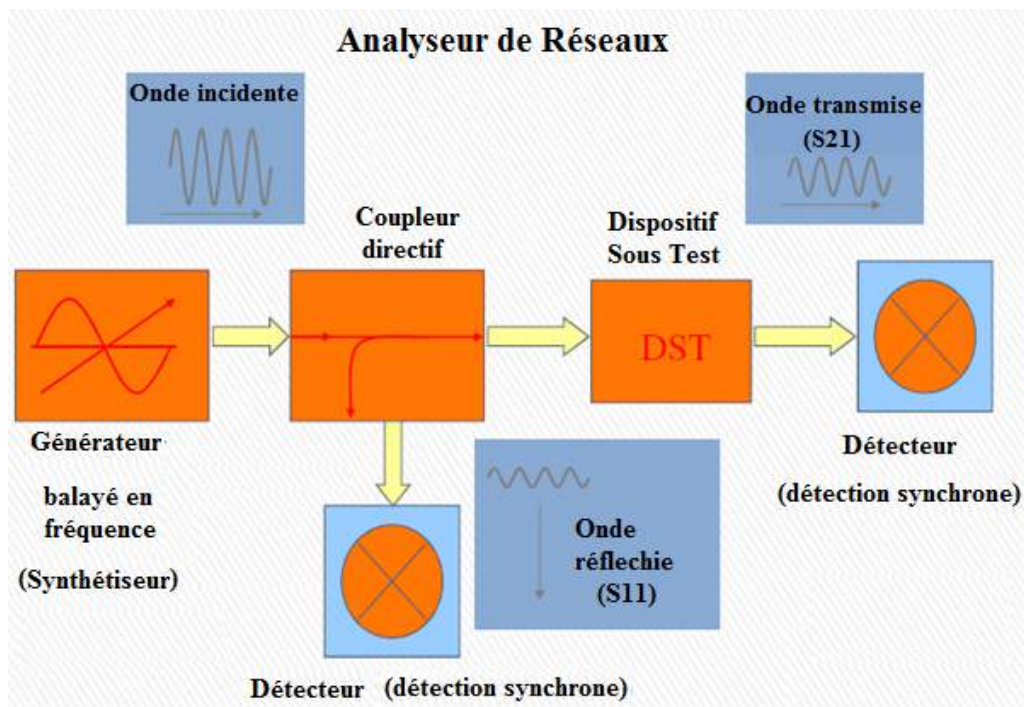


FIGURE IV.7 – Principe de mesure de l'analyseur vectoriel de réseaux (VNA)

L'analyseur vectoriel de réseaux doit être allumé 2h30 avant l'utilisation, comme spécifié dans le document technique. Après l'allumage, on doit mettre en place les matériels de connexion (câbles, connecteurs, pointes). Après cette étape on met en route la pompe à vide ainsi qu'on sélectionne le niveau d'aspiration en fonction des dimensions de l'échantillon à analyser, qui sera ainsi maintenu fixe sur la platine. Puis on passe à la procédure de calibrage en utilisant le standard, ou kit de calibrage, adapté aux pointes de mesure. Les paramètres d'affichage de l'analyseur doivent être sauvegardés avant de passer à la procédure de calibrage.

Lors des mesures, des erreurs systématiques dues aux imperfections de la chaîne de mesure, sont produites, que l'on peut corriger numériquement grâce à une procédure de calibrage. Il existe plusieurs types de calibrage parmi lesquels le calibrage OSTL, TRL...

Dans notre cas nous utilisons le calibrage OSTL qui admet l'utilisation des standards Open (circuit ouvert), Short (court-circuit), Thru (connexion directe) et Load (charge). Lors du calibrage, la pression des pointes sur la surface du kit doit être soigneusement contrôlée.

Après calibrage, l'échantillon est posé sur la platine de test du banc de mesure, les deux pointes sont placées de manière précise.

Pour réaliser la polarisation statique de nos échantillons, qui exigent d'être excités ou aimantés et saturés par un champ extérieur, nous utilisons un aimant permanent en Néodyme Fer Bore (Nd-Fe-B), disposé dans un support isolant de téflon, sur lequel le prototype à caractériser est positionné. Cet aimant produit un champ de 0,4T à sa surface. Cette valeur est mesurée en moyenne avec un Gaussmètre sur la surface du téflon, sur laquelle est positionné l'échantillon.

L'analyseur vectoriel de réseaux permet d'extraire les paramètres de dispersion du dispositif sous test. Il fonctionne grâce à des réflectomètres à deux coupleurs. Le signal électromagnétique est acheminé par ces derniers vers le dispositif sous test et récupère le signal réfléchi par le dispositif. Deux coupleurs sont utilisés pour copier dans des canaux parallèles le signal émis, signal de référence et signal réfléchi [10]. Cet analyseur permet de faire les mesures sur le dispositif sous test sous les deux ports directement. Il permet de faire les mesures dans le sens direct ou dans le sens inverse. Ce qui permet de mesurer la non réciprocity d'un composant et aussi la symétrie en transmission dans les deux sens.

Les résultats de mesure sont présentés sous forme de paramètres S, qui permettent de conclure sur les performances des composants.

IV.2.4 Aimantation de l'échantillon

Les mesures sont faites à l'aide d'un aimant permanent dont les lignes de champ sont appliquées verticalement suivant l'axe z sur notre composant. Comme l'isolateur coplanaire est réalisé à base de ferrite, plus précisément de Grenat de Fer et d'Yttrium, selon Polder, le YIG, qui est un ferrite, possède deux tenseurs de perméabilité appelés tenseurs de Polder (μ et κ). Ces tenseurs mettent en évidence un phénomène de résonance qui se manifeste à une fréquence de pulsation ω_r , appelée résonance gyromagnétique.

La fréquence de résonance gyromagnétique est exprimée par [1] :

$$\omega_r = \gamma\mu_0\sqrt{[H_0 + (N_x - N_z)M][H_0 + (N_y - N_z)M]} \quad (\text{IV.1})$$

Cette fréquence correspond pratiquement au maximum des pertes magnétiques dans le milieu, si le ferrite est aimanté perpendiculairement à son plan de propagation, par l'application d'un champ extérieur H_0 . La polarisation du ferrite induit également la possibilité d'exciter des ondes magnétostatiques, qui sont des ondes unidirectionnelles, dispersives, qui se propagent à faible vitesse. Ces champs se retrouvent dans les ferrites polarisés qui sont anisotropes en hyperfréquences, et peuvent être utilisés dans les dispositifs non-réciproques comme l'isolateur coplanaire [2]. Si le champ de saturation est M et le champ appliqué au ferrite H_0 alors les ondes magnétostatiques se retrouvent dans la bande de fréquence entre ω_0 et ω_r , ces deux fréquences étant données par les formules suivantes [5] :

$$\begin{cases} \omega_0 = \gamma\mu_0\sqrt{H_0(H_0 + M)} \\ \omega_M = \gamma\mu_0(H_0 + M) \end{cases} \quad (\text{IV.2})$$

IV.3 Résultats de mesures

Nous allons d'abord présenter les résultats de mesure d'un isolateur à 1 fente de longueur 8-6mm pour différentes largeurs avec différentes valeurs de champ de polarisation, puis les résultats pour 1 fente de longueur 6-4mm.

Après les résultats d'une fente, ensuite nous présenterons les résultats pour l'isolateur à 2 fentes, sur lequel nous ferons la même étude paramétrique que pour l'isolateur à 1 fente, en fonction de la largeur de la fente, de sa longueur et de l'aimantation.

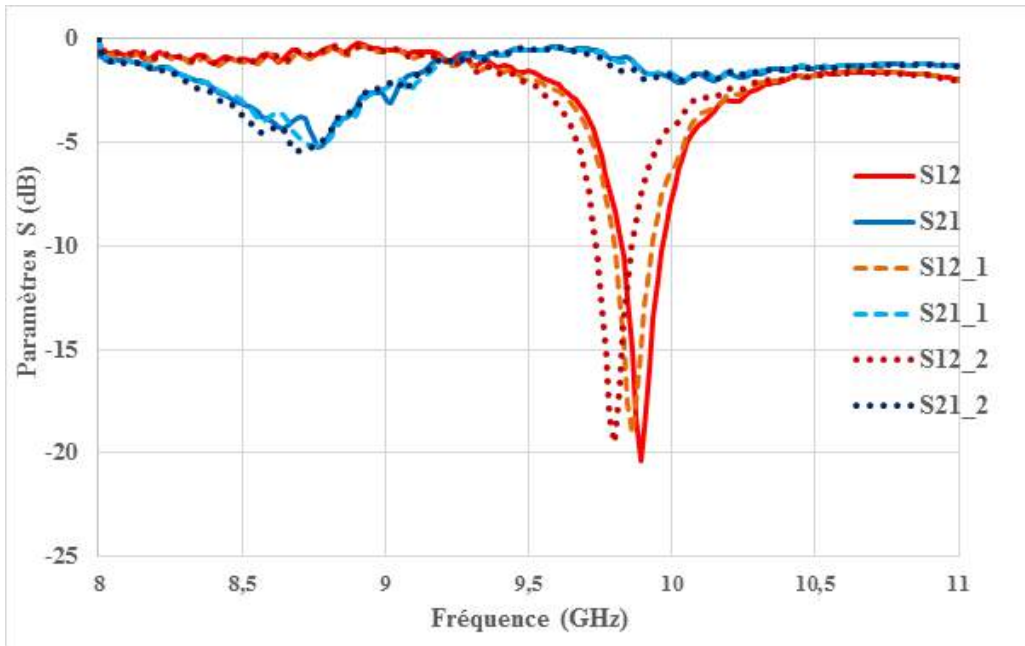
Après avoir présenté les résultats de mesure, nous ferons la comparaison entre les résultats de simulation et les résultats de mesure pour les différentes versions de l'isolateur.

Et enfin nous faisons une analyse des résultats et conclusion.

IV.3.1 Positionnement de l'échantillon sur l'aimant

Afin d'observer l'effet non réciproque, il est nécessaire de bien choisir la position de l'échantillon sur l'aimant. Si la position est mal choisie, il n'y aura aucun effet non réciproque. C'est-à-dire qu'on doit positionner l'échantillon sur l'aimant, de telle sorte que les amplitudes du champ de polarisation au niveau des deux ports d'entrée soient approximativement identiques, avec une amplitude du champ au centre de l'échantillon plus élevée que celles au niveau des deux ports.

Dans certaines positions, on peut observer un effet non réciproque mais pas le maximum, ce sont les cas où les valeurs du champ au niveau des deux ports ont une différence de quelques dizaines de milli Tesla. Pour avoir l'optimum de l'isolation (Maximal), il faut que l'amplitude du champ des deux ports soit presque identique (symétrie par rapport au plan central). Ce résultat, issu de notre expérience de mesure, constitue une première recommandation pour l'aimantation des isolateurs.

FIGURE IV.8 – *Choix de la position maximale ou de l'optimum*

La figure IV.8 présente les mesures liées à trois positions différentes sur l'aimant et on constate dans ce résultat qu'on a la même allure qui se présente avec les deux pics d'isolation à deux fréquences de résonance à des endroits différents, mais l'isolation a changé de profondeur et de fréquence, cela est dû au positionnement de l'échantillon sur l'aimant ce qui induit une valeur du champ différente pour chaque position de mesure. Elles sont un peu différentes de quelque Décibels entre elles, environ $\Delta IS = 5\%$ et de quelques MHz, environ $\Delta f = 5\%$. On voit aussi que les pertes d'insertions restent identiques sur les trois mesures. Dans ces mesures l'optimum est obtenu si le champ de polarisation au niveau des deux ports d'entrées est presque identique (2% de différence maximum).

IV.3.2 Résultats de mesure pour l'isolateur à 1 fente

IV.3.2.1 Résultats de mesure pour l'isolateur à 1 fente de longueur 8-6mm

Dans cette partie nous présentons les résultats de mesure de l'isolateur coplanaire à une fente de notre étude paramétrique. A l'étude en fonction de la largeur de fente, nous avons ajouté une étude en fonction de l'aimantation qui n'apparaît pas dans le chapitre 3 sur la simulation. Dans ce qui suit nous allons donc étudier l'effet de la modification de la largeur de fente ainsi que de l'intensité du champ d'aimantation sur la structure avec une fente de 8mm. Tout d'abord nous présentons le résultat avec une largeur de 1mm, ce qui correspond au composant trouvé dans l'état de l'art que nous allons essayer d'optimiser [4], ensuite nous présentons les résultats pour différentes largeurs ainsi qu'avec différents champs de mesure.

IV.3.2.2 Etude paramétrique de l'isolateur à 1 fente sur la largeur de fente avec $H_0=180\text{mT}$

a. Largeur de fente 1mm avec $H_0=180\text{mT}$

Dans cette partie on présente le résultat d'un isolateur coplanaire à 1 fente avec une longueur de fente 8-6mm et de largeur 1mm.

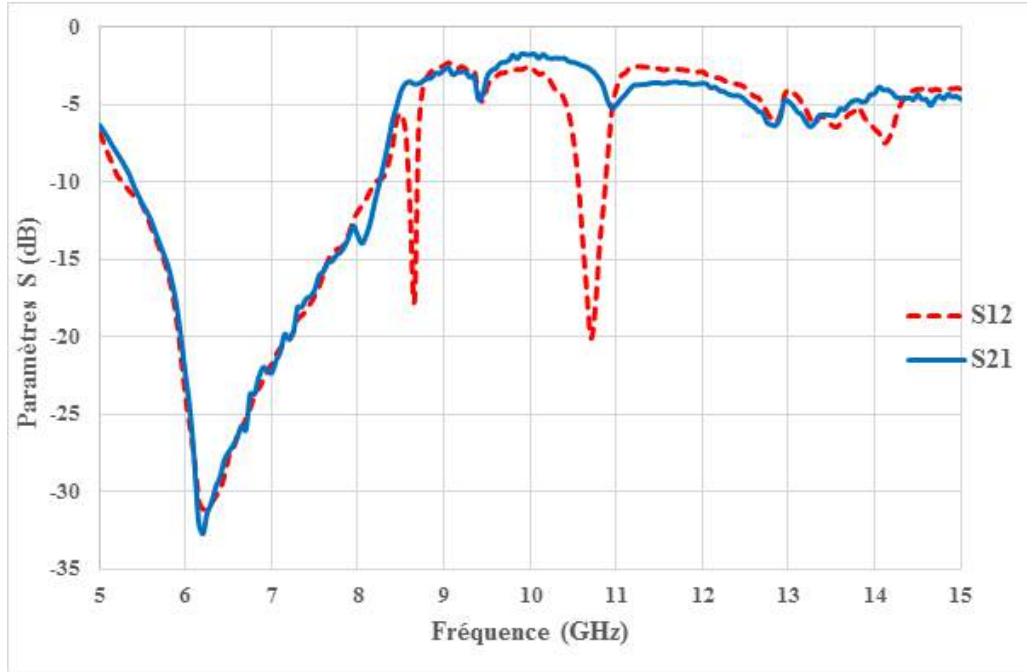


FIGURE IV.9 – 1 fente de longueur 8-6mm avec largeur 1mm pour un champ $H_0=180\text{mT}$

Le champ est non uniforme sur tout le long du composant, mais le champ est pris en moyenne, c'est-à-dire que l'amplitude du champ des deux ports d'entrées doit être quasi identique, celle du centre du composant restant toujours plus grande par rapport aux entrées d'un delta de 3%.

Avec un champ moyen $H_0=180\text{mT}$, nous observons dans cette figure la zone de gyrorésonance, située entre 5GHz et 8GHz, bande dans laquelle les pertes sont élevées et l'absorption du signal d'entrée est élevée.

Il apparaît deux pics d'effet non réciproque, avec le premier pic proche de la gyrorésonance à 8,6GHz, qui présente une isolation importante de l'ordre de 17,7dB, mais des pertes d'insertion élevées, d'environ 3,6dB, du fait que la fréquence de résonance de ce pic est proche de la bande gyrorésonance, ou peut être dans la bande.

Sur le second pic, il y a aussi un effet non réciproque dont l'isolation est importante, de 21dB, alors que les pertes d'insertion sont élevées, environ 2,7dB.

Cet effet non réciproque du 2nd pic est situé à la fréquence de 10,7GHz.

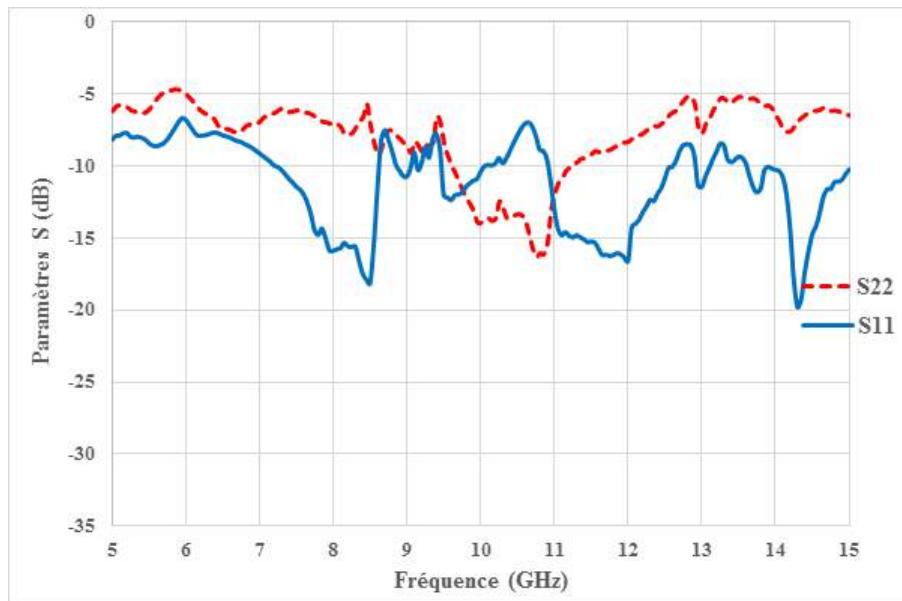
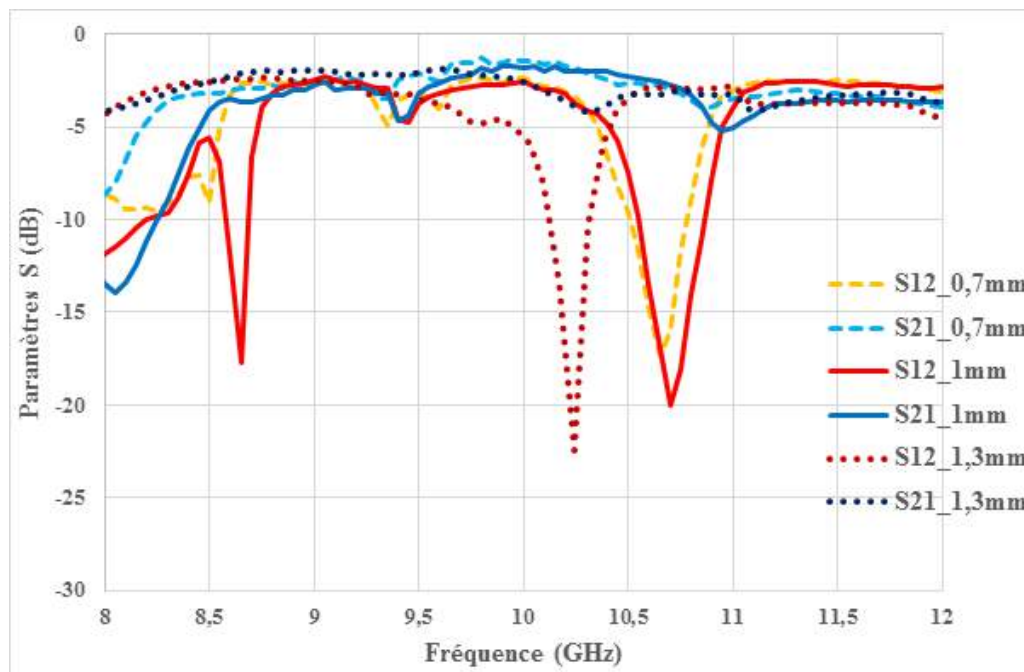


FIGURE IV.10 – Paramètres de réflexion

Nous observons dans cette figure que la réflexion du signal retour S_{22} est presque de -16dB, par contre pour le signal passant la réflexion S_{11} est autour de -10dB. Les résultats obtenus montrent que nous sommes au dessus du résultat classique pour lequel S_{11} et S_{22} doivent être < -20 dB. Il reste à optimiser la désadaptation du composant.

Nous retrouvons bien les résultats décrits dans l'état de l'art pour cette structure.

Une variation de la largeur de fente est maintenant présentée avec la longueur de fente fixée à 8-6mm. Cette variation permet de voir l'influence de la largeur sur l'effet non réciproque et les différents paramètres S.

FIGURE IV.11 – 1 fente de longueur 8-6mm avec largeur 0,7mm-1,3mm pour un champ $H_0=180mT$

Le résultat de la variation de largeur de fente de 0,7mm à 1,3mm montre que l'effet non réciproque existe toujours mais varie en amplitude et en fréquence selon la largeur. Il est insuffisant pour la largeur de 0,7mm avec une isolation de 17dB pour des pertes d'insertion un peu grande de 2,7dB. Alors que pour une largeur de 1mm, l'effet non réciproque est bon avec une bonne isolation de 20dB, mais des pertes identiques aux précédentes (2,7dB). Ces deux largeurs (0,7mm et 1mm) ont presque la même fréquence de résonance située à 10,7GHz. Tandis que lorsque la largeur de fente est passée à 1,3mm, sa fréquence de résonance est décalée à 10,2GHz. Son isolation S12 est augmentée jusqu'à 22,5dB, par contre ses pertes aussi sont élevées par rapport à celles des deux autres largeurs avec 3,9dB. On voit qu'il y a un début de résonance dans l'autre sens, qui vient dégrader les pertes d'insertion (PI).

On peut dire à partir de ces résultats, que la variation de largeur joue sur la fréquence de résonance qui dépend de chaque largeur, même si pour les deux largeurs (0,7mm et 1mm), elles sont très proche ou presque égales.

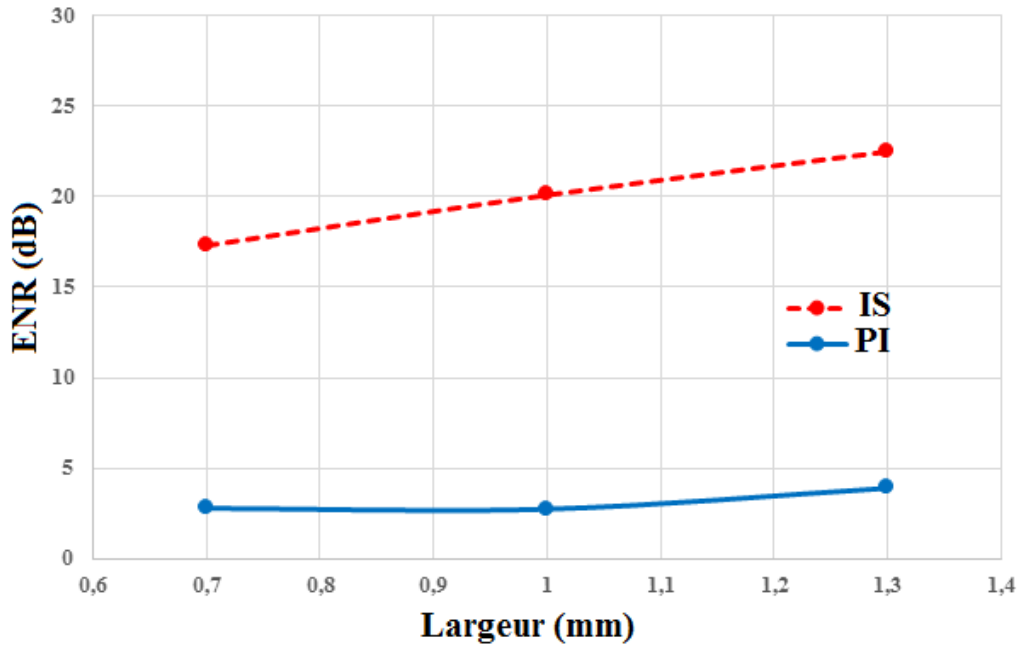


FIGURE IV.12 – Isolation et pertes d'insertion en fonction de la largeur de fente avec $H_0=180mT$

On observe sur la synthèse de la figure IV.12 de l'effet non réciproque en fonction de la largeur que, l'isolation augmente avec l'augmentation de la largeur de fente, et l'optimum est obtenu à la largeur de 1,3mm (22,5dB), on constate dans ce résultat qu'à partir de la largeur de 1mm, le signal retour est parfaitement isolé $> 20dB$ même si on observe des pertes d'insertion qui sont un peu grandes du fait de la présence d'une faible résonance de la structure dans l'autre sens de propagation.

IV.3.2.3 Etude paramétrique de l'isolateur à 1 fente sur la largeur de fente avec $H_0=200\text{mT}$

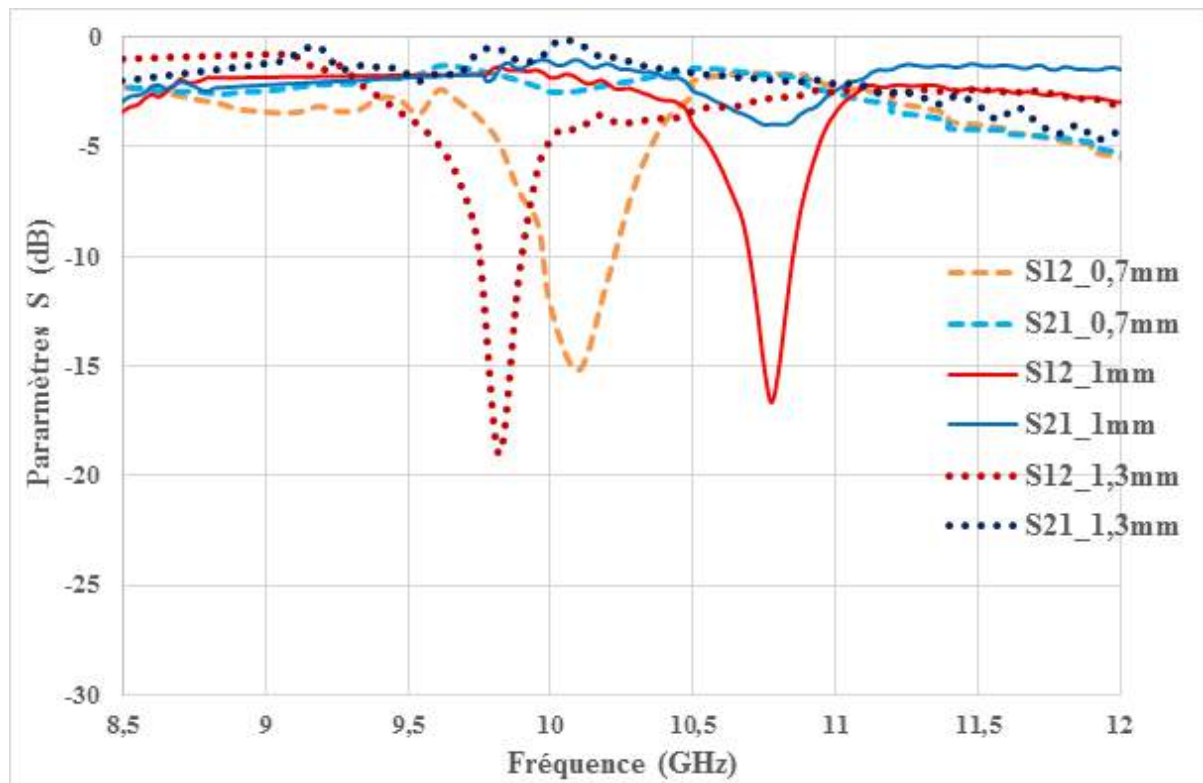


FIGURE IV.13 – Isolateur 1 fente de longueur 8-6mm et de largeurs 0,7mm-1,3mm $H_0=200\text{mT}$

Dans cette partie la mesure est faite sur trois largeurs de fente qui vont de 0,7mm à 1,3mm pour un champ de mesure appliqué d'environ 200mT, les résultats montrent que l'effet non réciproque est observé et dépend de la largeur de la fente.

Pour une largeur de fente de 0,7mm, l'isolation est de 15dB avec des pertes d'insertion de 2,5dB à 10,1GHz. Alors que pour la largeur de 1mm, l'effet non réciproque possède une isolation de 17dB environ et des pertes d'insertion élevées d'environ 4dB à la fréquence de 10,8GHz. Tandis que pour une largeur de 1,3mm l'isolation est élevée mais pas totalement suffisante pour atteindre le cahier des charges fixé (20dB) avec une isolation de 19dB, mais les pertes sont meilleures, de 1,7dB à la fréquence de 9,9GHz.

En termes de fréquence de résonance, elle dépend de chaque largeur, malgré cette variation, la fréquence de résonance reste toujours autour de la fréquence de 10GHz.

IV.3.2.4 Etude paramétrique de l'isolateur à 1 fente sur la largeur de fente avec $H_0=245\text{mT}$

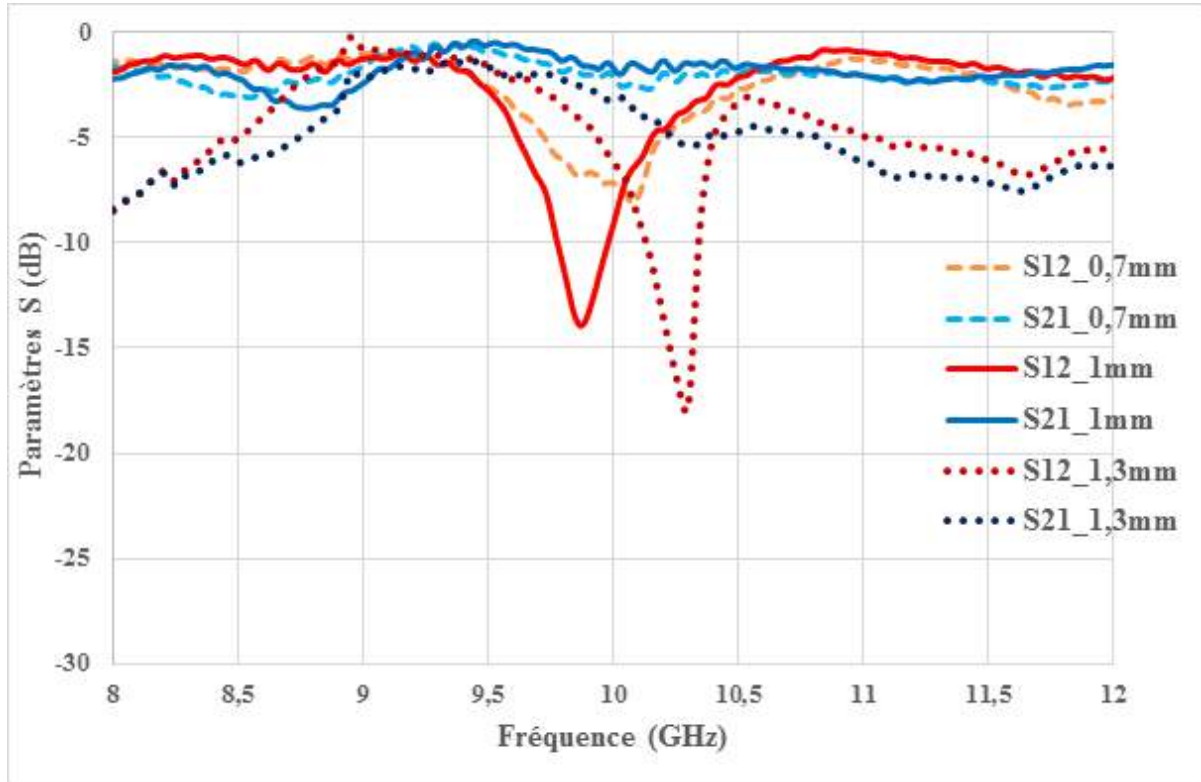


FIGURE IV.14 – *Isolateur 1 fente longueur 8-6mm largeur 0,7mm-1,3mm avec $H_0=245\text{mT}$*

Le résultat de la variation de largeur de fente de 0,7mm à 1,3mm pour un champ de mesure appliqué d'environ 245mT montre un effet non réciproque qui dépend de chaque largeur. Pour une largeur de fente de 0,7mm, elle possède une isolation de 8,5dB pour des pertes d'insertion un peu plus grande de 2,5dB à la fréquence de 10,2GHz, alors que pour une largeur de 1mm l'isolation est moyenne avec $S_{12} = -14\text{dB}$ mais les pertes d'insertion sont légèrement meilleures, à 1,9dB à la fréquence de 9,9GHz. Lorsque la largeur de fente est passée à 1,3mm, l'isolation est meilleure que les deux autres, à 18dB environ, mais les pertes d'insertion sont plus élevées que pour les deux autres largeurs avec 5dB à la fréquence de résonance de 10,3GHz. On peut dire que pour cette valeur de champ de 245mT, la variation de largeur joue sur l'isolation et que l'optimum est obtenu à la largeur de 1mm, mais elle reste insuffisante pour que le signal retour soit complètement isolé. La fréquence de résonance aussi dépend de chaque largeur, elle diminue lorsque la largeur augmente, tout en restant toujours autour de la fréquence de 10GHz.

IV.3.3 Synthèse des résultats sur l'isolateur à 1 fente en fonction de champ H_0

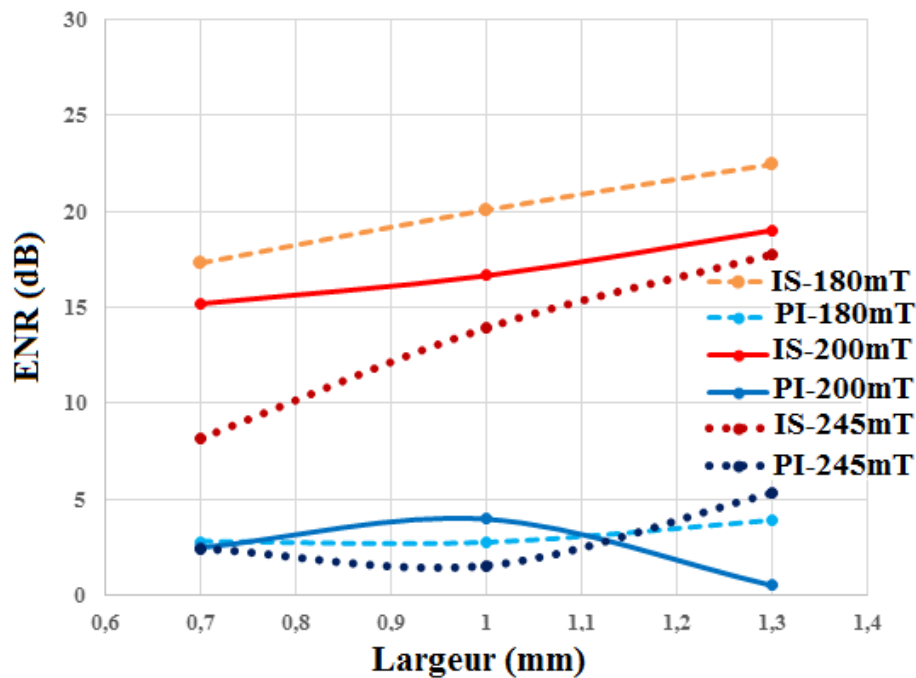


FIGURE IV.15 – Synthèse des résultats de mesure en fonction du champ H_0

En faisant une synthèse de l'effet non réciproque en fonction du champ pour chaque largeur de fente, trois champs sont appliqués à la mesure (180mT, 200mT et 245mT) et on constate que :

Pour une largeur de fente de 0,7mm, les pertes d'insertion sont moyennes autour de 2,5dB et restent constantes quel que soit le champ appliqué. Alors que pour la largeur de 1mm, les pertes varient selon le champ appliqué, elles sont élevées, presque 4dB lorsque le champ est de 200mT, mais elles sont bien meilleures lorsque le champ est de 245mT (1,5dB). Tandis que lorsque la largeur est de 1,3mm, les pertes varient aussi selon le champ, mais elles sont très élevées lorsque le champ est devenu plus grand, mais elles sont meilleures (0,5dB) à la valeur de champ de 200mT.

En observant l'isolation, elle dépend aussi de la largeur de fente, ainsi que du champ de polarisation, on voit qu'elle diminue avec l'augmentation de champ appliqué. Mais sa diminution dépend de chaque largeur. On voit pour la largeur de champ de 0,7mm, l'isolation diminuée jusqu'à 8,15dB, et pour la largeur de 1mm, elle est diminuée jusqu'à 14dB tandis que pour la largeur de 1,3mm, l'isolation est descendue jusqu'à 18dB.

L'isolation reste faible si la largeur de fente est faible, elle devient importante avec champ appliqué autour de 180mT. L'optimum est obtenu à la largeur de 1,3mm.

On peut dire que pour cet isolateur à une fente, il n'est pas nécessaire d'appliquer un champ de polarisation très grand pour obtenir un bon effet non réciproque. Si le champ est plus grand,

l'isolation est observée, mais pas suffisante pour isoler totalement le signal retour. Il est préférable d'appliquer un champ autour de 200mT, afin d'obtenir une grande isolation qui permet d'isoler parfaitement le signal retour et avoir des pertes d'insertion meilleures.

IV.3.4 Synthèse de l'étude paramétrique sur la largeur de fente et l'aimantation pour l'isolateur à 1 fente

Un récapitulatif des résultats sur la variation de largeur fente, en fonction de la valeur de champ de polarisation, est présenté dans le tableau ci-dessous.

Champ	$H_0=180\text{mT}$			$H_0=200\text{mT}$			$H_0=245\text{mT}$		
Fente (mm)	S21 (dB)	S12 (dB)	Fréquence (GHz)	S21 (dB)	S12 (dB)	Fréquence (GHz)	S21 (dB)	S12 (dB)	Fréquence (GHz)
0,7	-2,7	-17,3	10,7	-2,4	-15,2	10,1	-2,4	-8,2	10,1
1	-2,7	-20,1	10,7	-3,9	-16,7	10,8	-1,5	-14	9,9
1,3	-3,9	-22,5	10,2	-0,5	-19,1	9,9	-5,3	-17,8	10,3

TABLE IV.1 – *Isolateur 1 fente pour différentes largeurs avec différentes valeurs de champ de polarisation*

On constate que la largeur de fente et le champ de polarisation influent sur les paramètres d'isolation S_{12} et les pertes d'insertion S_{21} .

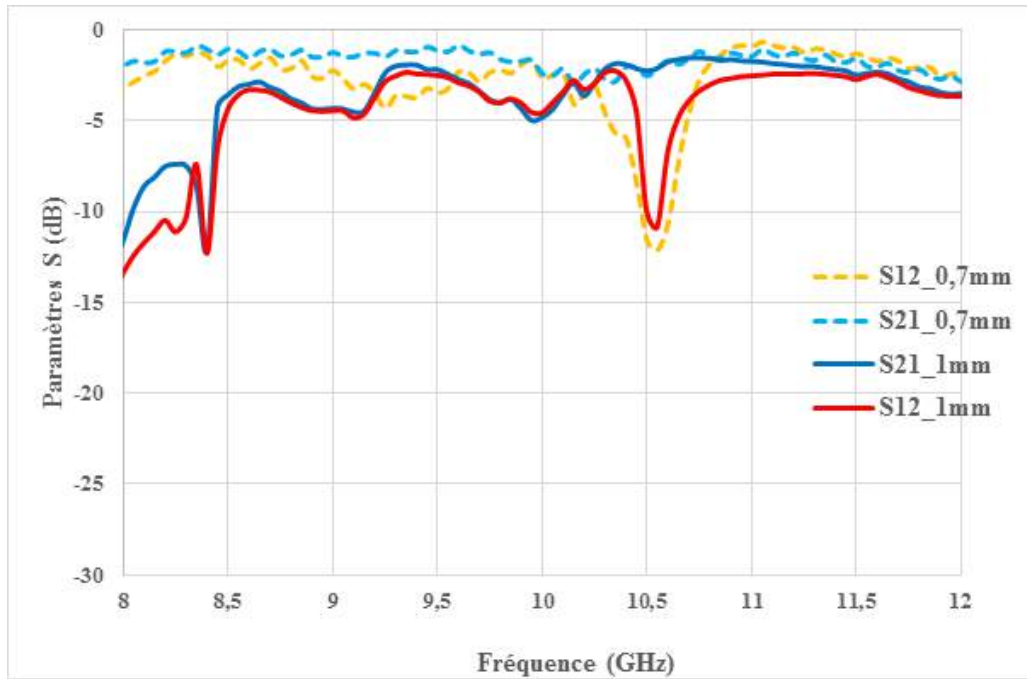
Les meilleures pertes d'insertion sont obtenues à la largeur de 1,3 mm pour un champ de 200mT, et la meilleure isolation est aussi observée avec cette largeur (1,3mm) mais à la valeur de champ de 180mT.

La fréquence de résonance dépend de chaque largeur de fente, elle varie avec le champ appliqué. Elle reste autour de la fréquence de 10GHz, quelle que soit la largeur et le champ appliqué.

Dans le tableau IV.1, les résultats de mesure montrent que les performances optimales sont obtenues pour une largeur de 1,3mm, avec une isolation de 19,1dB et des pertes d'insertion de 0,5dB pour un champ de 200mT. On peut préciser que seules trois valeurs de largeur ayant été testées, pour trouver le vrai optimal il faut faire des retro-simulations et s'assurer que le modèle sous HFSS est fiable et ensuite simuler d'autres valeurs intermédiaires. Nous examinerons plus en détail cette question dans la dernière partie de ce chapitre.

IV.3.4.1 Isolateur 1 fente de longueur 6-4mm

Dans cette partie nous présentons les résultats d'un isolateur 1 fente de longueur 6-4mm pour un champ de mesure 180mT.

FIGURE IV.16 – *Isolateur 1 fente 6-4mm avec $H_0=180mT$*

Dans ce résultat de mesure, le champ appliqué est $H_0=180mT$. Nous observons que dans cette figure qu'il apparaît un pic d'effet non réciproque à 10,6GHz pour les deux largeurs (0,7mm et 1mm) avec une isolation moyenne de l'ordre de 11dB pour la largeur de 1mm et de 12,1dB pour la largeur de 0,7mm. Les pertes d'insertion sont identiques pour les deux structures et relativement élevées d'environ 2,6dB.

Les paramètres de réflexions ne sont pas présentés dans cette partie, mais les réflexions du signal retour (S_{22}) restent élevées pour la largeur de 1mm, environ 25dB, et pour la largeur de 0,7mm, environ 15dB, par contre les réflexions du signal passant restent moyen autour de 10dB.

Ces deux largeurs de fente sont mesurées avec les autres champs (200mT et 245mT) et l'atténuation n'est pas observée.

Pour la largeur de 1,3mm, aucun effet non réciproque n'est observé avec les trois valeurs de champ appliqué.

De même pour les autres dispositifs à 1 fente de longueur 4-2mm avec différentes largeurs de fente, l'effet non réciproque n'est pas observé.

IV.3.5 Résultat de mesure pour l'isolateur à 2 fentes

IV.3.5.1 Résultat de mesure pour l'isolateur à 2 fentes de longueur 8-6mm

La structure à double fente est polarisée à l'aide d'un aimant permanent dont le champ est appliqué verticalement suivant l'axe z , dans la même configuration que pour les échantillons à 1 fente.

IV.3.5.2 Etude paramétrique de l'isolateur à 2 fentes sur la largeur de fente avec $H_0=180\text{mT}$

a. Largeur de fente 1mm avec $H_0=180\text{mT}$

Dans cette partie nous présentons les résultats pour un isolateur coplanaire à double fentes, avec un champ appliqué d'environ $H_0=180\text{mT}$.

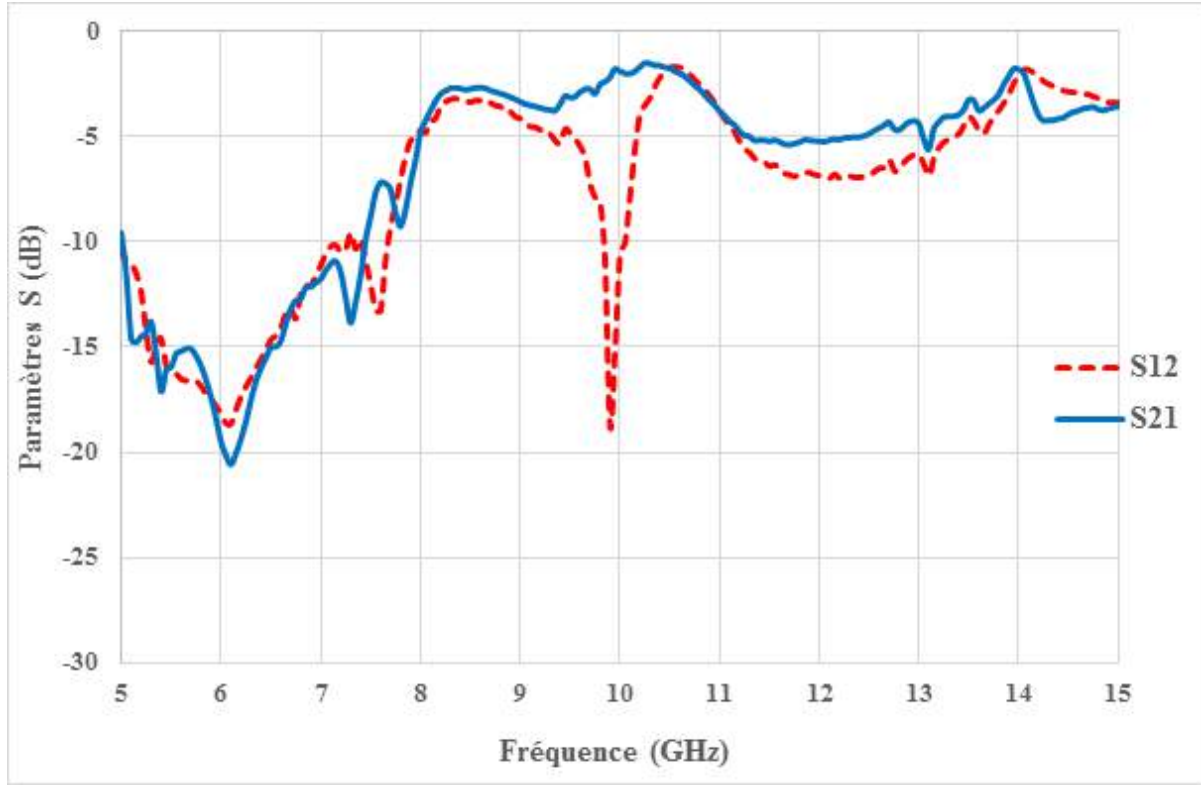


FIGURE IV.17 – Isolateur 2 fentes longueur 8-6mm largeur 1mm $H_0=180\text{mT}$

Ce résultat de l'isolateur à deux fentes de longueur 8-6mm pour une largeur de 1mm, montre que la bande de résonance gyromagnétique se situe entre 5GHz et 8GHz. Après cette bande, on observe un effet non réciproque avec une isolation importante d'environ 19dB et des pertes d'insertion moins bonne de 2,2dB à la fréquence de 9,9GHz.

Nous n'avons pas imaginé que la structure à 2 fentes possède un effet non réciproque, alors qu'elle est totalement symétrique. C'est en effet ce qui avait été constaté en simulation.

Cet effet non réciproque provient qu'à la résonance il y a l'apparition d'une onde rétrograde dans une partie du guide, entraînée par la présence d'une onde magnétostatique avec propagation main gauche. Ce qui veut dire qu'au niveau des ports de l'isolateur, les deux ondes qui se propagent ont des signes opposés. Donc elles se retrouvent en opposition de phase et se recombinent en produisant des interférences destructives, ce qui annule l'amplitude du signal et donne le phénomène d'isolation.

La visualisation de ce phénomène est présentée plus loin dans ce chapitre, à partir des résultats de retro-simulation sous HFSS, et est similaire à la structure à 1 fente.

L'isolateur à double fente montre un effet non réciproque pour la largeur de 1mm, une

étude paramétrique sur la largeur de fente est faite afin d'observer son influence sur l'effet non réciproque.

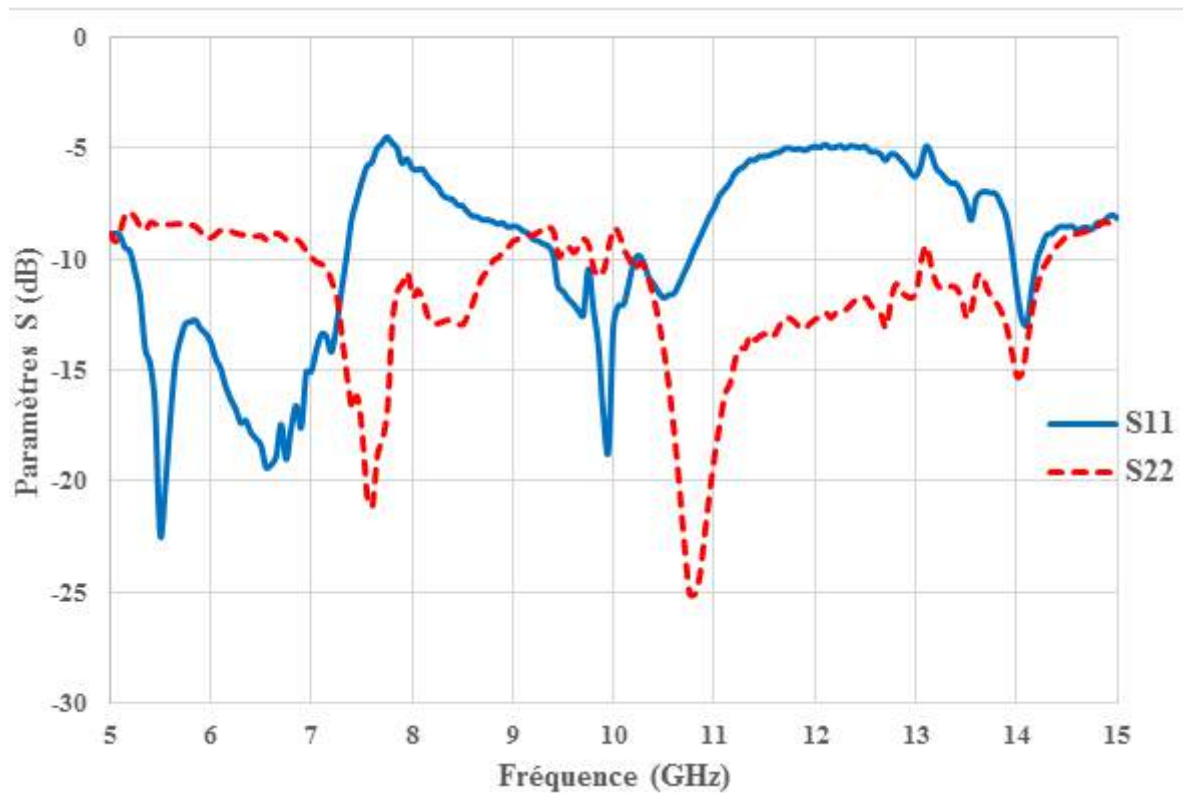
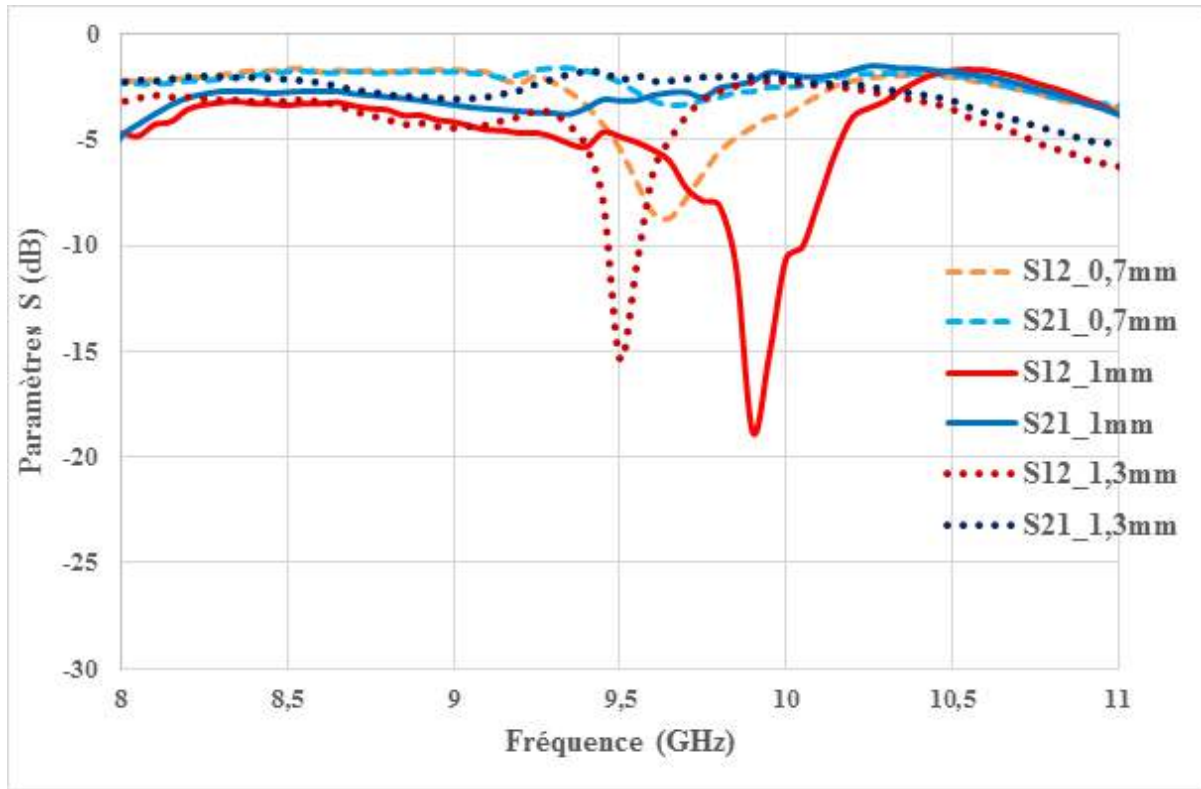


FIGURE IV.18 – Paramètres de réflexion d'un isolateur à 2 fentes pour un champ $H_0=180mT$

Dans cette figure, on voit que les paramètres de réflexion sont un peu élevés, avec la réflexion du signal retour S_{22} est meilleure presque -19dB et la réflexion du signal passant S_{11} est inférieure par rapport au signal retour d'environ -11dB. On peut dire que le résultat du signal retour atteint presque le résultat classique (<-20dB), par contre le signal passant est au dessus de résultat classique. Il reste à optimiser la désadaptation du port 1 du composant.

La variation de largeur de fente est faite afin de regarder son influence sur le résultat.

FIGURE IV.19 – Variation de la largeur de fente avec $H_0 = 180mT$

On observe sur la variation de la largeur de fente en partant de 0,7mm à 1,3mm que l'effet non réciproque existe bien quel que soit la largeur de fente, mais qu'il dépend de chaque largeur. Pour une largeur de 0,7mm l'effet non réciproque est très faible, car l'isolation S_{12} n'est que de -9dB et la transmission S_{21} est faible aussi environ -3,3dB à 9,65GHz. Pour la largeur de 1,3mm, l'effet non réciproque existe aussi et est meilleur, avec une isolation S_{12} d'environ -15,5dB pour une transmission S_{21} un peu plus faible d'environ -2,1dB à la fréquence de 9,5GHz.

Pour la largeur de 1mm déjà citée sur la figure précédente, les résultats sont meilleurs que pour les deux autres largeurs, avec une fréquence de résonance décalée d'environ 300MHz par rapport aux fréquences de résonance des dispositifs précédents.

Les limites théoriques pour la bande de fréquence d'apparition des ondes magnétostatiques pour un champ appliqué de 180mT, sont $7,15 \leq f \leq 10,1GHz$. Donc les fréquences de résonance liées aux différentes largeurs sont bien situées dans cette bande, et en dehors de la bande de résonance gyromagnétique (5-8GHz).

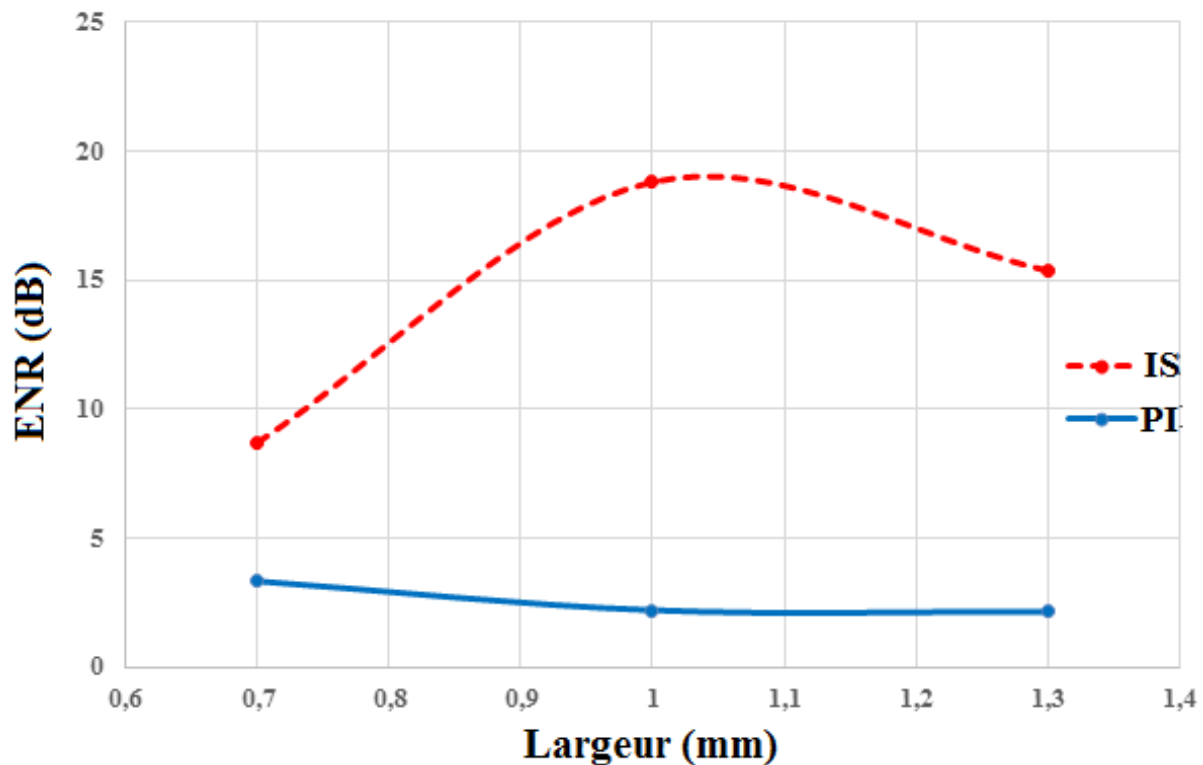


FIGURE IV.20 – Isolation et pertes d'insertion en fonction de la largeur de fente pour $H_0 = 180\text{mT}$

La synthèse des résultats de variation de largeur montre que, quelle que soit la largeur de fente, l'effet non réciproque existe, mais dépend de chaque largeur. Il reste faible si la largeur de fente est faible, et l'optimum d'isolation est obtenu à la largeur de 1mm (19dB). Les pertes d'insertion diminuent quand la largeur augmente, avec un optimum pour une largeur de 1,3mm à 2,1dB. On peut dire qu'avec le champ de 180mT, le signal retour est presque parfaitement isolé, mais le signal passant possède des pertes encore élevées.

IV.3.5.3 Etude paramétrique de l'isolateur à 2 fentes sur la largeur de fente avec $H_0=200\text{mT}$

a. Largeur de fente 1mm avec $H_0=200\text{mT}$

Le résultat montre que la zone de résonance gyromagnétique dans ce dispositif à doubles fentes est située sur la bande de 3 à 7,5GHz environ. Après cette bande, se trouve la zone d'apparition des ondes magnétostatiques qui se situe entre 7,5GHz et 11GHz environ, c'est la zone où il y a l'apparition de l'effet non réciproque, en lien avec l'effet de déplacement de champ.

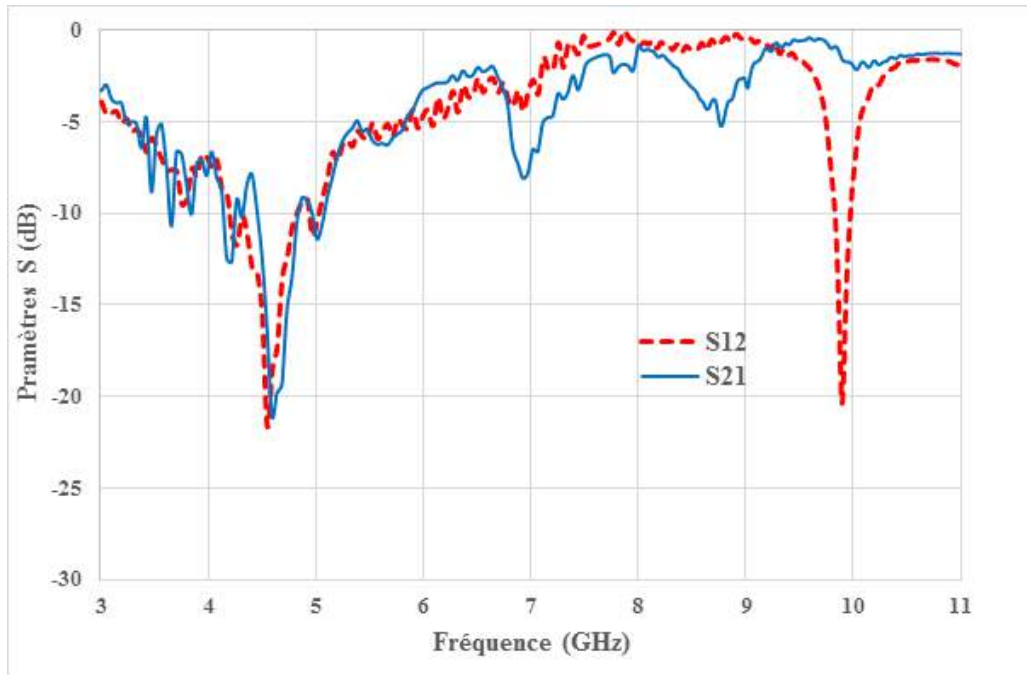


FIGURE IV.21 – *Isolateur 2 fentes longueur 8-6mm largeur 1mm avec $H_0=200mT$*

On voit dans ce résultat 3 pics de résonance, mais ils semblent différents en nature, seul le 3^e pic à un facteur de qualité élevé, avec une bonne isolation de l'ordre de 20,5dB pour des pertes d'insertion moyennement bonnes autour de 1,5dB à 9,9GHz.

Les réflexions S_{11} et S_{22} à cette fréquence sont aux environs de -10dB pour cette configuration. A cette fréquence (9,9GHz), la propagation du signal est de sens direct, par contre pour les deux premiers pics qui sont situés respectivement à 7GHz et 8,5GHz, le sens de propagation est inverse, c'est-à-dire que le paramètre S qui isole est S_{21} au lieu de S_{12} .

Cette inversion de sens de propagation pour certaines résonances n'est pas observée sur les isolateurs coplanaires à simple fente (1 fente). L'effet non réciproque des deux premiers pics est faible, le premier pic situé au voisinage de la bande gyromagnétique, ou presque dans la bande (3 à 7,5GHz), possède une isolation faible d'environ 8dB avec des pertes d'insertion très élevées de l'ordre 3,5dB. Tandis que les pertes d'insertion du 2nd pic sont convenables environ 1dB, mais l'isolation est très faible autour de 5dB.

La bande de fréquence théorique d'apparition des ondes magnétostatiques pour cette valeur de champ (200mT) est de $7,73 \leq f \leq 10,63GHz$.

En observant la courbe, les fréquences de résonance des pics d'isolation sont bel et bien situés dans la bande, sauf le 1^{er} pic qui n'est pas situé dans cette bande.

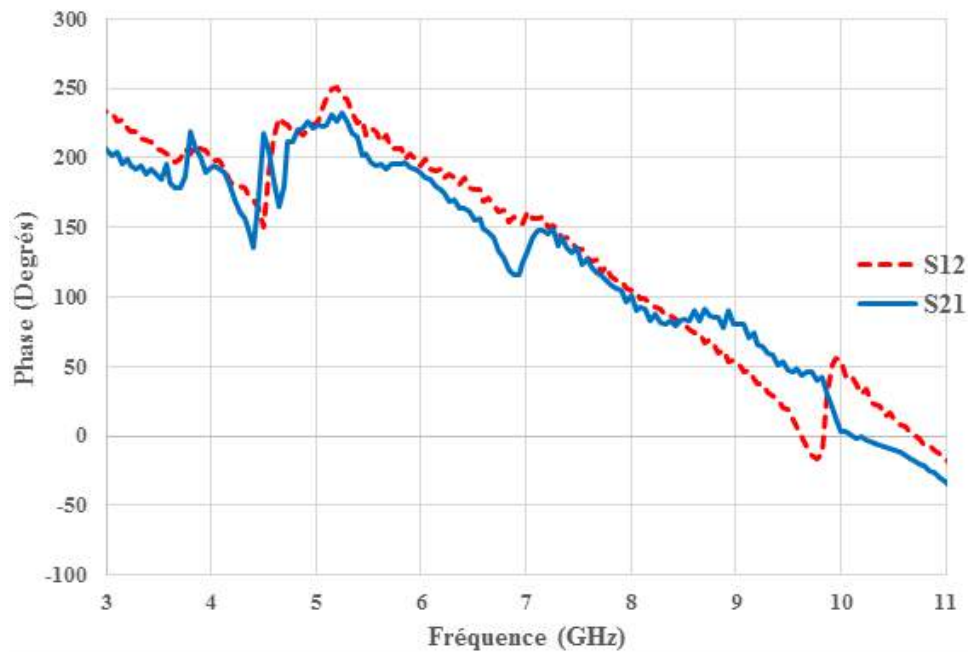


FIGURE IV.22 – Résultat de mesure de la phase de l'isolateur à 2 fentes 8-6mm

Sur la courbe de phase pour la mesure de l'isolateur à double fente de longueur 8-6m avec largeur 1mm, on observe bel et bien que la bande de résonance gyromagnétique va de 3GHz à 6,5GHz, c'est ce qui est observée sur la courbe précédente et la zone magnétostatique est entre 6,5GHz à 15GHz.

On voit dans cette figure, un pic de résonance autour de 7GHz, qui correspond au 1^{er} pic de résonance observé sur la figure précédente. Un peu plus loin à 9,9GHz, on voit bien une grande résonance qui correspond au 3^e pic d'isolation de la figure passé qui possède une isolation parfaite de 20,5dB. C'est à cette fréquence que l'effet non réciproque est situé.

Pour le second pic de résonance observé sur la figure précédente, ce pic apparaît dans cette figure de phase, mais de faible résonance dû à sa faible isolation (5dB).

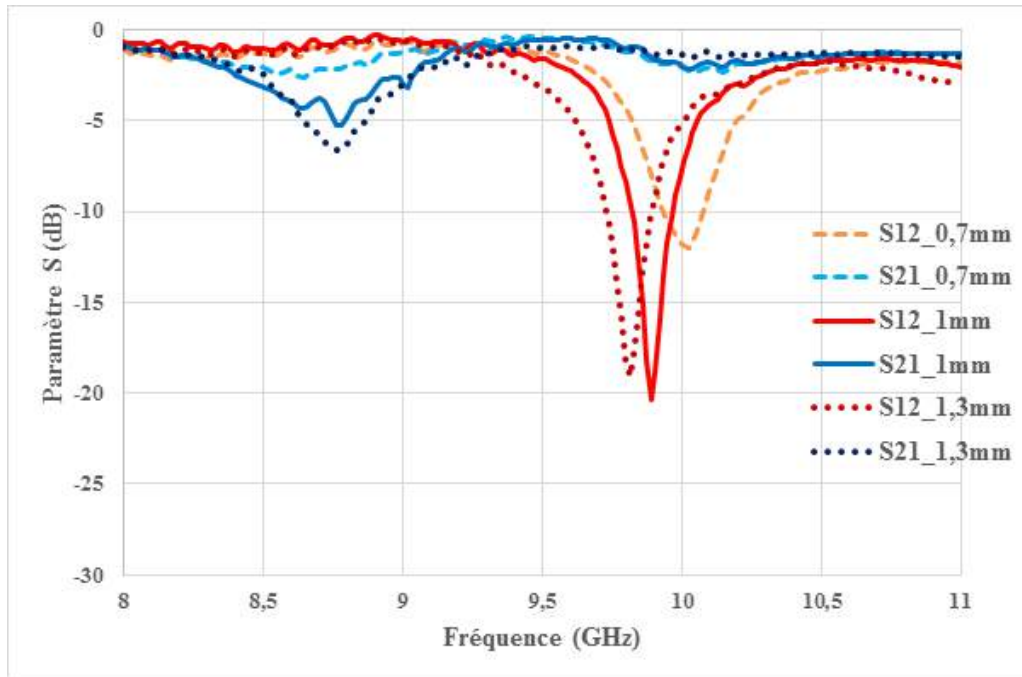


FIGURE IV.23 – Variation de la largeur de fente 0,7mm-1,3mm avec $H_0=200\text{mT}$

En observant les résultats obtenus par la variation de la largeur fente, avec un champ de 200mT, on constate que la largeur de fente influe sur les paramètres d'isolation S_{12} et les pertes d'insertion S_{21} .

Dans cette figure, un premier pic de sens inverse est observé autour de 8,7GHz, c'est-à-dire qu'à cette fréquence, la transmission S_{21} est devenue l'isolation et l'isolation S_{12} est devenue la transmission. Cet effet se vérifie pour toutes les versions de différentes largeurs. Une isolation de 3dB et des pertes d'insertion de 1dB pour une largeur de 0,7mm. Pour la largeur de 1mm, comme on l'a défini précédemment, le 1^{er} pic est à la même fréquence que celle de 0,7mm, et les pertes aussi sont égales (1dB), mais l'isolation est augmentée un peu à 5dB. De même que pour une largeur de 1,3mm, elle possède aussi un pic à la fréquence de 8,7GHz avec une isolation d'environ 7dB et des pertes d'insertion de 1dB.

Un peu plus loin en fréquence, un second pic est observé, qui possède un effet non réciproque de sens direct, et dont l'amplitude dépend de chaque largeur ainsi que sa fréquence de résonance. Pour une largeur de 0,7mm, l'effet non réciproque est située à 10GHz, avec une isolation de 12 dB et des pertes d'insertion de 2dB. Pour la largeur de 1mm, l'effet non réciproque est presque à la même fréquence mais un peu avant, à 9,9GHz, avec une bonne isolation de 20,5dB pour des pertes d'insertion de 1,5GHz. Enfin pour la largeur de 1,3mm, sa fréquence de résonance est encore plus faible que celles des deux autres, à 9,8GHz, et l'isolation est de 19,1dB avec des pertes d'insertion aux environs de 1dB.

On constate qu'avec un champ de mesure $H_0=200\text{mT}$, l'isolateur coplanaire à deux fentes possède deux pics d'effet non réciproque, dont les pertes d'insertion pour le 1^{er} pic restent constantes (1dB) quelle que soit la largeur, mais dont l'isolation varie en fonction de chaque largeur, augmentant avec cette dernière. L'optimum est trouvé à la valeur de 1,3mm (7dB).

Pour le second pic dont le sens est direct et l'effet non réciproque dépend aussi de chaque largeur de fente, il possède des pertes d'insertion qui varient en fonction de la valeur de fente, elles deviennent faible si la fente est augmentée. L'isolation S_{12} dépend aussi de chaque largeur, l'optimum est obtenu à la valeur de 1mm (20,5dB).

De même la fréquence de résonance varie selon la largeur de fente, elle reste autour de 10GHz.

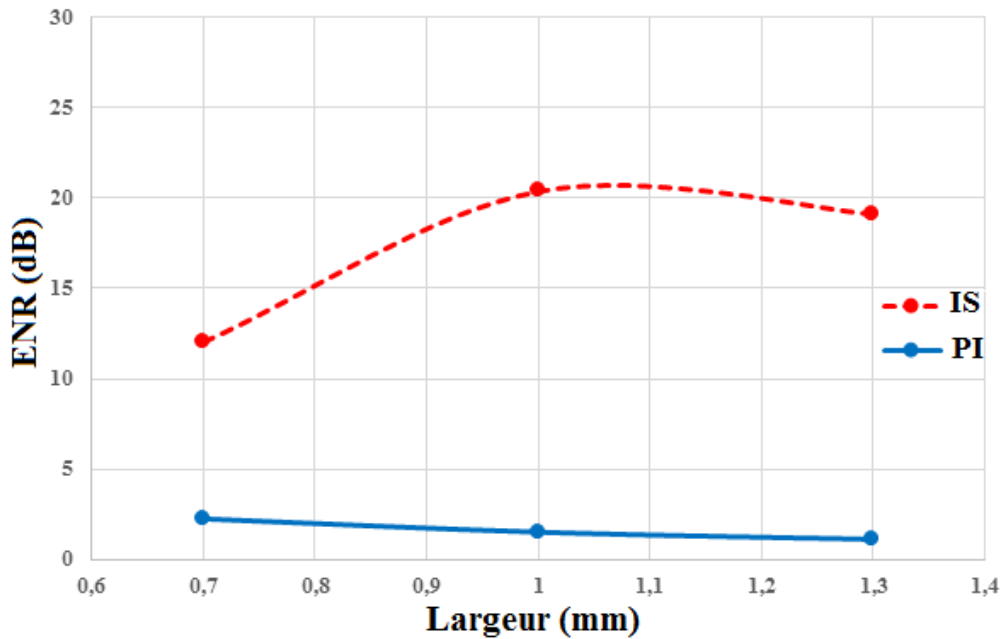


FIGURE IV.24 – Isolation et pertes d'insertion en fonction de la largeur de fente pour $H_0=200mT$ (2nd pic)

Sur la synthèse de ce résultat de variation de largeur pour un champ de polarisation appliqué de 200mT, l'effet non réciproque est observé quel que soit la largeur de fente, mais il dépend de celle-ci. Il reste faible si la largeur de fente est faible, et l'optimum d'isolation est obtenu à la valeur de 1mm (20,5dB). Les pertes d'insertion diminuent si la largeur augmente, et l'optimum de notre étude est trouvé à 1,3mm (1dB). On voit qu'avec le champ de 200mT, le signal retour est presque parfaitement isolé pour la largeur de 1,3mm, et pour la largeur de 1mm, il est parfaitement isolé.

IV.3.5.4 Etude paramétrique de l'isolateur à 2 fentes sur la largeur de fente avec $H_0=245\text{mT}$

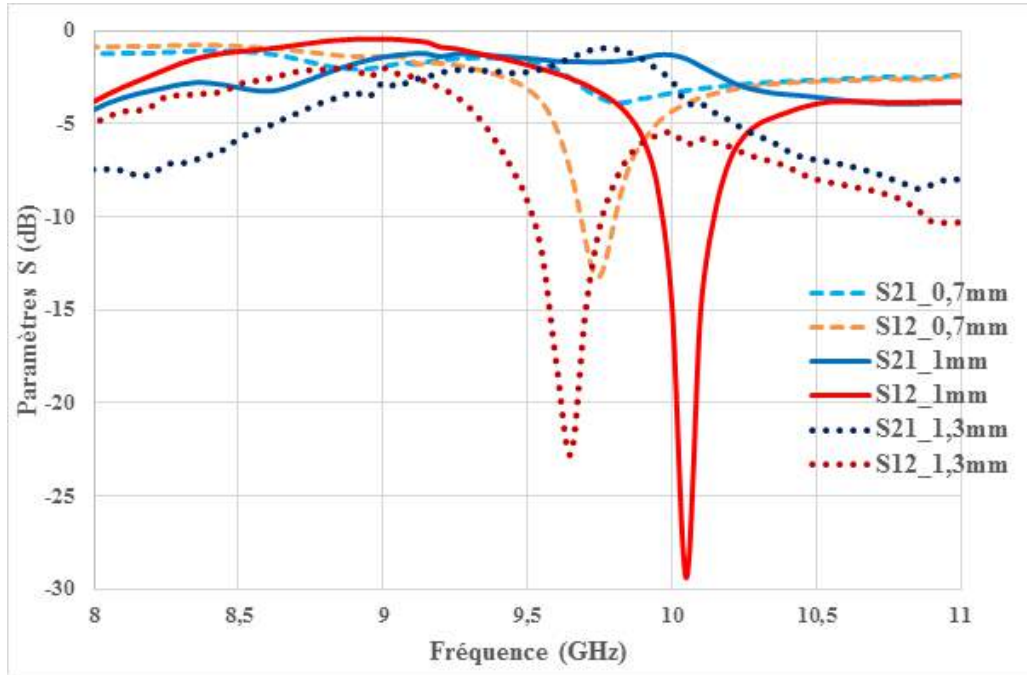


FIGURE IV.25 – Variation de la largeur de fente 0,7mm-1,3mm avec $H_0=245\text{mT}$

Les résultats de variation de la largeur fente, pour un champ de 245mT environ, comme les autres valeurs de champ montrent que la largeur de fente agit sur les paramètres d'isolation S_{12} et la transmission S_{21} .

On observe dans cette figure que les trois versions de largeur de fente ont des pics d'isolation de sens différents à des fréquences différentes. Les largeurs 0,7mm et 1mm possèdent deux pics d'isolation, alors que la largeur de 1,3mm, possède 3 pics d'isolation. Seuls les seconds pics présentent un intérêt, les autres pics présentant une faible isolation.

Pour le 1^{er} pic, les pertes d'insertion restent constantes d'environ 1dB pour les deux largeurs (0,7mm et 1mm), mais leurs isolations sont moins bonnes, de l'ordre 3dB à 8,7GHz. Tandis que pour la largeur de 1,3mm, elle possède un pic d'isolation plus élevé que les deux autres d'environ 8dB, pour des pertes d'insertion de 4dB à la fréquence de 8,2GHz.

Ces 1^{er} pics sont de sens inverse, l'effet non réciproque reste faible quelle que soit la largeur, car l'isolation est faible bien que les pertes d'insertion soient bonnes pour les deux largeurs.

On observe un peu plus loin un second pic qui présente plus d'intérêt, ce pic est le pic principal dont l'effet non réciproque est de sens direct, pour chaque largeur il apparait à des fréquences différentes.

Pour une largeur de 0,7mm, l'effet non réciproque est situé à 9,8GHz, avec une isolation de 14dB, pour des pertes d'insertion moins bonnes de 3,5dB. Pour la largeur de 1mm, l'effet non réciproque est à la fréquence de 10,1GHz, avec une isolation importante de 29,5dB et des pertes d'insertion de 1,5dB. Pour la largeur de 1,3mm, la fréquence du second pic est légèrement

avant celle correspondant aux deux autres, à 9,6GHz, et l'isolation est de 23dB avec des pertes d'insertion aux environs de 1,4dB.

Le constat observé est qu'avec un champ de mesure $H_0=245\text{mT}$, la structure à double fente possède plus de pics d'isolation, qui ne sont pas d'égale importance, seul le second pic montrant un intérêt. Ce dernier (2nd pic) est de sens direct, et possède des pertes d'insertion qui varient en fonction de la largeur de fente, mais qui deviennent faible si la largeur de fente est augmentée. L'isolation dépend de chaque largeur, l'optimum est obtenu à la largeur de 1mm (29,5dB).

Pour ce champ de 245mT, la fréquence de résonance varie légèrement selon la largeur de fente, et reste toujours autour de 10GHz.

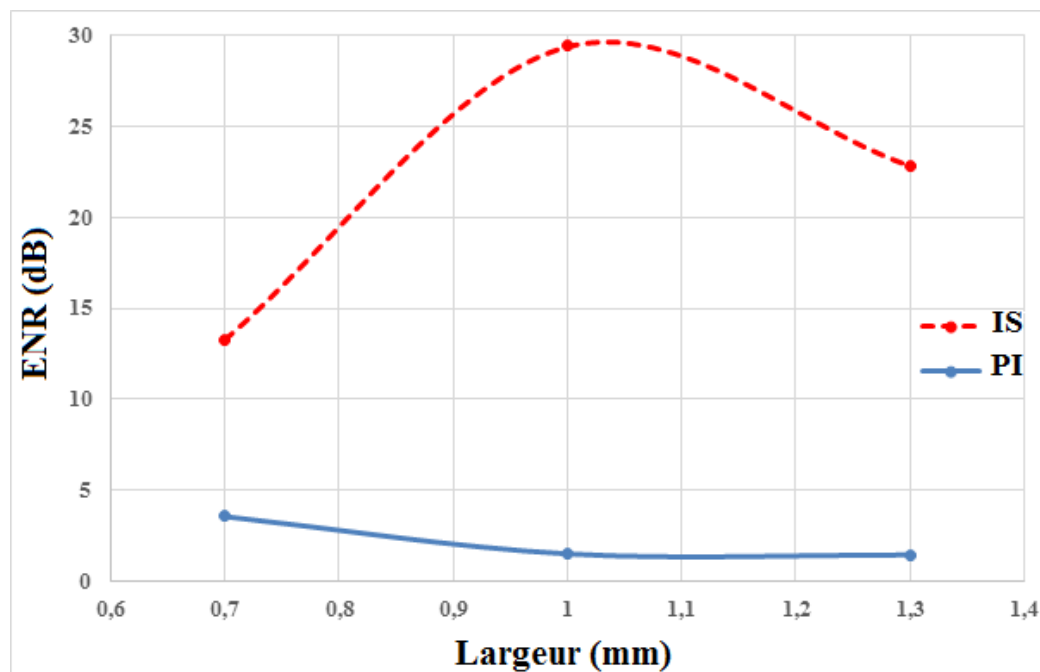


FIGURE IV.26 – Isolation et pertes d'insertion en fonction de la largeur de fente pour $H_0=245\text{mT}$ (2nd pic)

Dans ce résultat de variation de largeur pour un champ de mesure appliqué de 245mT, l'effet non réciproque existe pour ce champ quelle que soit la largeur de fente, mais il dépend de la largeur, il reste faible si la largeur de fente est faible, et l'optimum d'isolation est obtenu à la largeur de 1mm (29,5dB). Les pertes d'insertion diminuent si la largeur augmente, l'optimum étant trouvé à la largeur de 1,3mm (1,4dB). On voit qu'avec le champ de 245mT, le signal retour est bien isolé pour les largeurs de 1mm et 1,3mm.

IV.3.6 Synthèse des résultats sur l'isolateur à 2 fentes en fonction de champ H_0

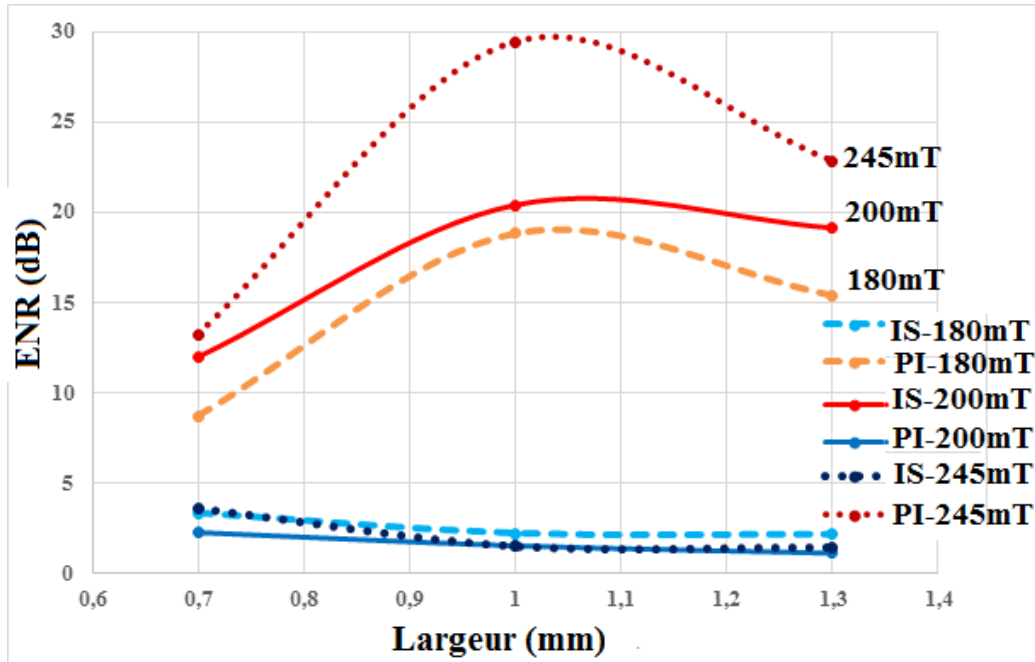


FIGURE IV.27 – Synthèse des résultats de mesure en fonction du champ H_0

En faisant une synthèse de l'effet non réciproque en fonction du champ pour chaque largeur de fente, trois champs étant appliqués à la mesure (180mT, 200mT et 245mT), on constate que :

Pour une largeur de fente de 0,7mm, les pertes d'insertion sont importantes quelle que soit la valeur de champ, l'optimum étant obtenu avec un champ moyen de 200mT (2dB). Pour la largeur de 1mm, les pertes sont moyennes (2,2dB) lorsque le champ est faible, et elles restent constantes (1,5dB) lorsque le champ augmente. Lorsque la largeur est de 1,3mm, les pertes d'insertion sont plus grandes si le champ est de 180mT (2,1dB) et plus faible lorsque le champ est de 245mT (1,4dB). L'optimal est obtenu pour un champ de 200mT (1dB).

Concernant l'isolation, S_{12} dépend aussi de la largeur de fente, ainsi que du champ de polarisation. On observe qu'elle augmente avec le champ quelle que soit la largeur, mais sa valeur dépend de chaque largeur. On voit pour la largeur de 0,7mm que l'isolation est améliorée mais elle n'est pas totalement parfaite, l'optimum étant obtenu à 14dB pour un champ de 245mT. Pour la largeur de 1,3mm, l'isolation augmente aussi avec le champ, elle est importante pour 180mT, mais pas suffisante pour isoler totalement le signal retour. De même lorsque le champ est de 200mT, l'isolation atteint presque la valeur du cahier des charges, il ne reste quelques décimales de dB pour isoler le signal retour à 20dB. En augmentant encore le champ appliqué, l'isolation dépasse le seuil de 20dB.

Pour la largeur de 1mm, l'isolation est bonne même avec une faible valeur de champ appliqué, et elle augmente avec la valeur du champ jusqu'à atteindre quasiment 30dB à 245mT.

On peut dire que l'isolation reste faible si la largeur de fente est faible, elle devient importante avec l'augmentation du champ appliqué. L'optimum est obtenu à la largeur de 1mm.

IV.3.7 Synthèse de l'étude paramétrique sur la largeur de fente et l'aimantation pour l'isolateur à 2 fentes

Un récapitulatif des résultats obtenus sur la variation de la largeur fente, et la variation du champ appliqué est présenté dans le tableau ci-dessous.

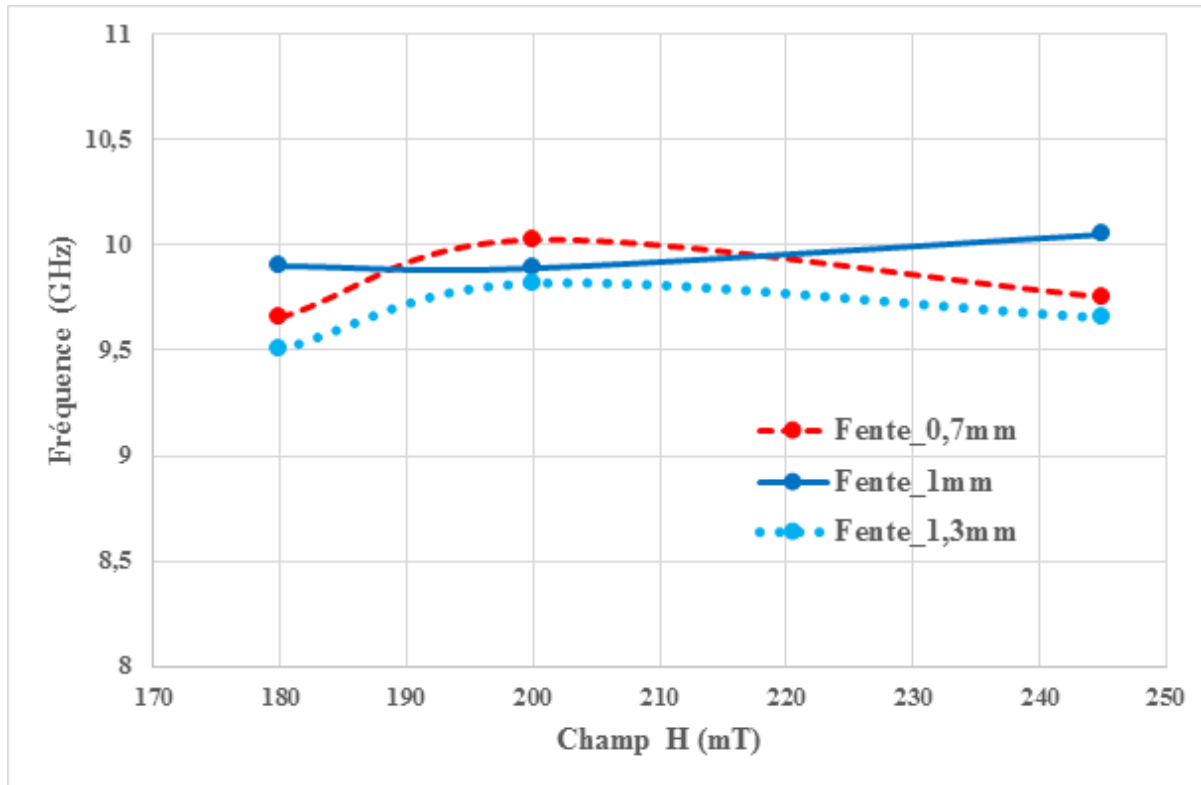
Champ	$H_0=180\text{mT}$			$H_0=200\text{mT}$			$H_0=245\text{mT}$		
Fente (mm)	S21 (dB)	S12 (dB)	Fréquence (GHz)	S21 (dB)	S12 (dB)	Fréquence (GHz)	S21 (dB)	S12 (dB)	Fréquence (GHz)
0,7	-3,3	-8,7	9,65	-2	-12	10	-3,5	-14	9,8
1	-2,2	-18,8	9,9	-1,5	-20,5	9,9	-1,5	-29,5	10,1
1,3	-2,1	-15,4	9,5	-1	-19,1	9,8	-1,4	-23	9,6

TABLE IV.2 – Isolateur 2 fentes pour différentes largeurs avec différents champ

En faisant un récapitulatif dans ce tableau des résultats obtenus sur la variation de la largeur fente, et la variation du champ appliqué, on constate que :

La largeur de fente et le champ de polarisation influent sur les paramètres d'isolation et les pertes d'insertion S_{21} . Les pertes d'insertion varient en fonction de la largeur de fente, elle devient faible si la largeur de fente est augmentée. Mais elles augmentent si le champ de polarisation augmente. L'isolation S_{12} dépend aussi de la largeur de fente, ainsi que du champ de polarisation. Elle est faible si la largeur de fente est faible, elle devient importante avec l'augmentation du champ appliqué. Mais l'optimum est obtenu à la largeur de 1mm. Cela montre que l'effet non réciproque augmente avec le champ de polarisation.

On rappelle que la réflexion du signal retour est autour de la valeur classique ($<-20\text{dB}$) quelle que soit la largeur, par contre pour le signal passant elle reste entre -10dB et -15dB . Il reste à optimiser la désadaptation du port 1, ce n'est pas notre objectif.

FIGURE IV.28 – *Fréquence en fonction du champ*

En faisant un récapitulatif sur la fréquence de résonance du 2nd pic, on voit qu'elle dépend de chaque largeur de fente ainsi que du champ appliqué.

On observe que les fréquences de résonance des deux largeurs 0,7mm et 1,3mm, suivent la même tendance, c'est-à-dire que la fréquence diminue pour les deux champs appliqués 180mT et 245mT et augmente pour un champ moyen (200mT), alors que pour la largeur de 1mm, la fréquence de résonance reste constante pour les deux premier champs (180mT et 200mT) et augmente légèrement si le champ est plus grand.

Le phénomène remarquable est que la fréquence reste autour de la fréquence de 10GHz quelle que soit la largeur et les champs appliqués. La valeur du champ de polarisation n'influe donc que très peu sur cette fréquence, et c'est probablement plus la distribution spatiale des lignes de champ qui influence ces différences, comme nous le verrons dans la partie retro-simulation.

IV.3.7.1 Isolateur 2 fentes de longueur 6-4mm

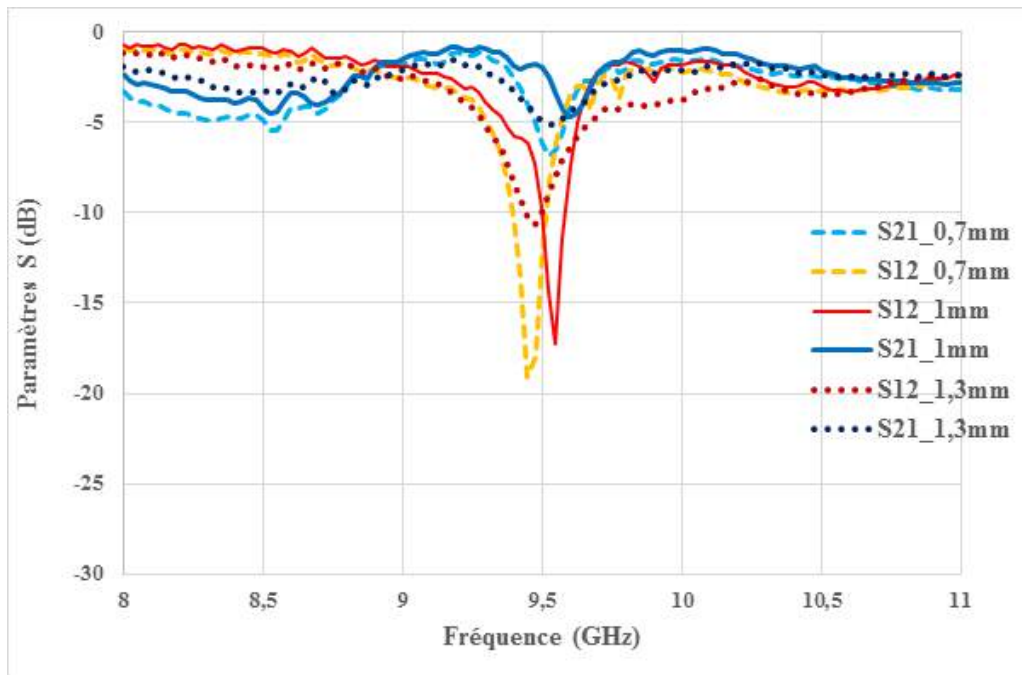


FIGURE IV.29 – Isolateur 2 fentes 6-4mm avec $H_0=200mT$

Dans cette partie on a fait des mesures sur les isolateurs à double fente de longueur 6-4mm. Les résultats de la variation de largeur de fente en partant de 0,7mm à 1,3mm, montrent que l'effet non réciproque existe quelle que soit la largeur de fente, que ses effets dépendent de chaque largeur.

Deux pics d'isolation sont observés dans cette figure, le 1^{er} la fréquence de 8,5GHz environ de faible isolation, l'optimum est obtenu à la largeur de 0,7mm avec une isolation de 5,5dB. Les pertes restent constantes dans ce 1^{er} pic d'isolation quelle que soit la largeur.

Pour une largeur de 0,7mm l'effet non réciproque est grand, car son isolation est élevée environ 19,2dB, mais les pertes d'insertion sont aussi élevées, environ 3,93dB à 9,45GHz. Pour la largeur de 1mm, l'effet non réciproque existe aussi mais est plus faible que pour 0,7mm, avec une isolation S_{12} d'environ -17,5dB, et une transmission S_{21} légèrement meilleure à -3,47dB à la fréquence de 9,55GHz.

Pour la largeur de 1,3mm, les résultats sont moins bons avec une isolation moyenne autour de 10,7dB et des pertes d'insertion importantes (4,56dB) à la fréquence de 9,5GHz.

En appliquant la formule théorique de la bande de fréquence de résonance de la zone magnéto-statique lorsque le champ appliqué est de 200mT, la bande est située $7,73 \leq f \leq 10,63GHz$. Donc les fréquences de résonance de chaque largeur sont situées dans la bande.

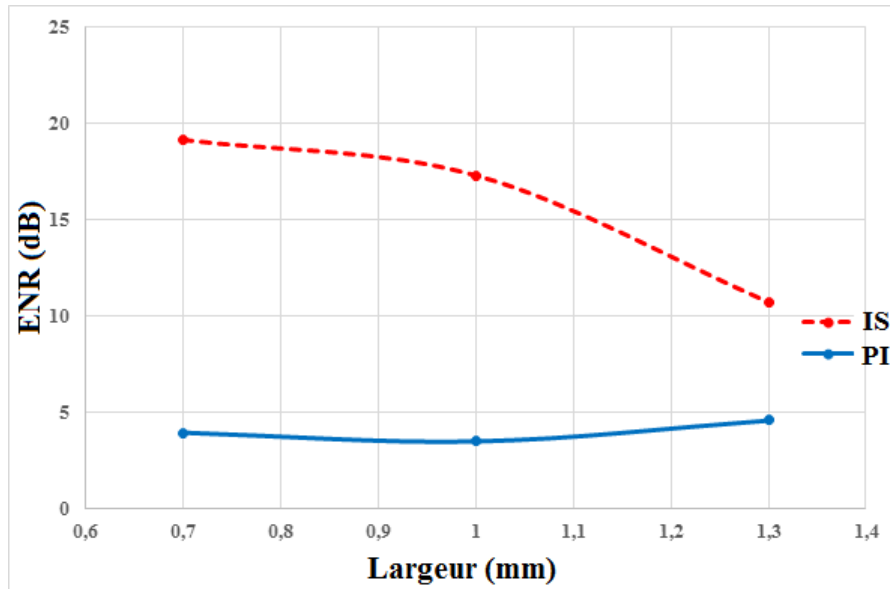


FIGURE IV.30 – Isolation et pertes d'insertion en fonction de la largeur de fente pour $H_0=200mT$ (2nd pic)

Ce résultat sur la variation de la largeur de fente montre qu'un effet non réciproque existe pour ce champ de 200mT, mais qu'il dépend de chaque largeur. Il reste important si la largeur de fente est faible, l'optimum d'isolation étant obtenu pour la largeur de 0,7mm (19,2dB). Les pertes d'insertion sont élevées quelle que soit la largeur, l'optimum étant trouvé à la largeur de 1mm environ 3,4dB.

Une étude paramétrique n'a pas été faite, car nous n'avons pas des résultats avec les autres valeurs de champ de polarisation.

IV.3.7.2 Isolateur 2 fentes de longueur 4-2mm

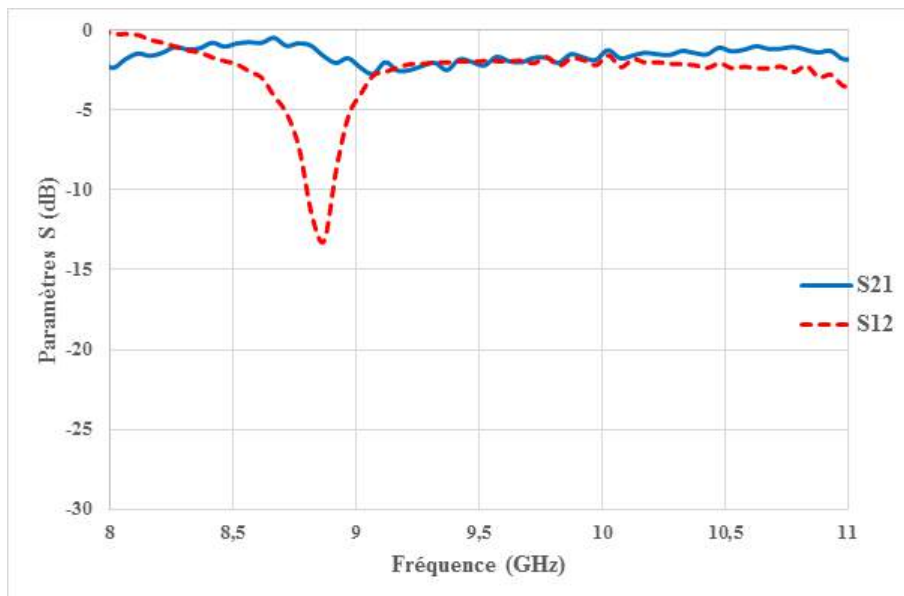


FIGURE IV.31 – Isolateur 2 fentes 4-2mm avec $H_0=245mT$

La structure à double fentes de longueur 4-2mm et de largeur 1mm, est mesurée à l'aide d'un aimant permanent de 245mT. L'effet non réciproque est observé autour de 8,9GHz, cette effet est moyen car l'isolation est de 13,2dB, tandis que les pertes d'insertion sont convenables de 1,6dB.

Les autres largeurs (0,7mm et 1,3mm) ont été mesurées avec ce champ de 245mT, mais l'effet non réciproque n'est pas observé.

De même sur l'étude paramétrique nous n'avons pas des résultats avec les autres valeurs de champ de polarisation.

IV.4 Analyse et comparaison

IV.4.1 Comparaison entre simulation et mesure

L'un des objectifs de ce travail était de voir dans quelle mesure HFSS est fiable pour réaliser un travail d'optimisation sur cette structure particulière, et comment faire pour obtenir avec ce logiciel des résultats les plus proches possibles de la réalité.

Dans cette partie nous allons faire une comparaison entre les résultats de simulation et les résultats de mesure pour un isolateur à 1 fente.

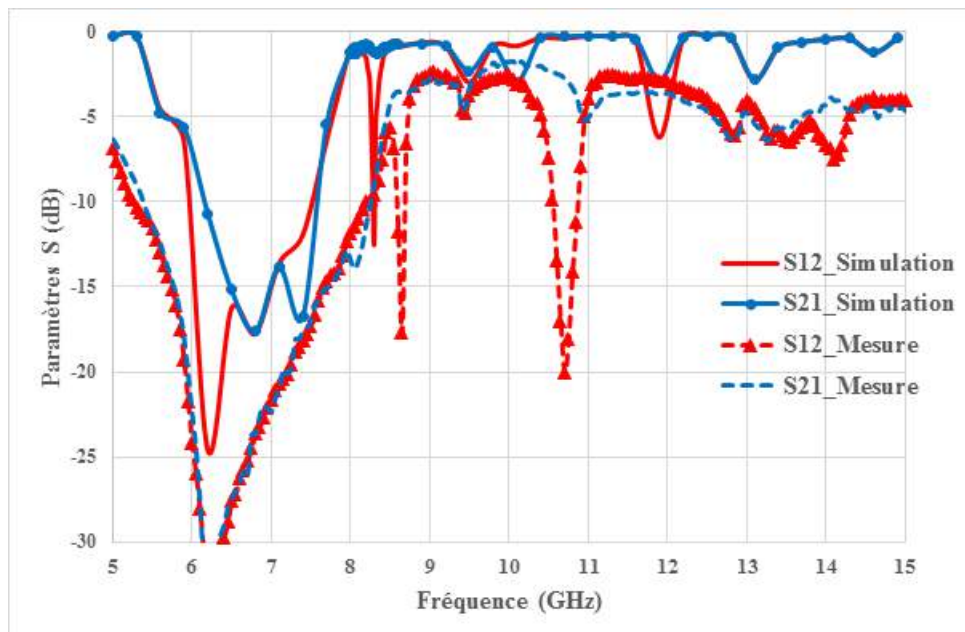


FIGURE IV.32 – Comparaison entre simulation et mesure pour un isolateur à 1 fente, longueur 8-6mm, largeur 1mm

Dans ces deux résultats, on constate que la bande de gyrorésonance est la même située entre 5GHz et 8GHz. Et l'effet non réciproque est présent en simulation et en mesure et est situé en dehors de la zone gyrorésonance.

Dans la simulation, on observe 3 pics de résonance à des fréquences différentes, dont certains

isolent en sens inverse. En mesure, on observe 2 pics de résonance de sens direct situés à des fréquences différentes de la simulation.

Ces deux résultats ont été détaillés précédemment, on constate une différence d'amplitude d'isolation en simulation et en mesure. En simulation, le 1^{er} pic est le pic principal, et possède une isolation S_{12} plus faible de 12,5dB avec des pertes d'insertion autour de 1,1dB à la fréquence de 8,3GHz, alors qu'en mesure, le 1^{er} pic possède des pertes d'insertion élevées de l'ordre de 3,6dB, mais l'isolation est bonne avec 17,7dB à 8,7GHz.

Le 2nd pic observé en simulation a un sens de propagation inverse situé à 10,1GHz, avec une isolation très faible de l'ordre de 3dB et des pertes d'insertion satisfaisantes de 0,8dB.

Quant au 2nd pic observé en mesure, le sens de propagation est direct, avec des pertes d'insertion moins bonnes autour de 2,7dB et une bonne isolation de 20,1dB à la fréquence 10,7GHz.

On remarque que les pertes d'insertion sont bonnes en simulation, ce qui n'est pas le cas en mesure, mais l'atténuation en mesure est satisfaisante.

On observe une différence de fréquences de résonance entre la simulation et la mesure, certainement due au champ de polarisation en simulation et au champ appliqué en mesure qui ne sont pas les mêmes. Le champ de polarisation en simulation est $H_i = 160\text{kA/m}$ et le champ appliqué en mesure est $H_0 = 144\text{kA/m}$. C'est l'objectif de la retro-simulation que d'estimer l'impact de ces différences et de corriger les paramètres du modèle numérique.

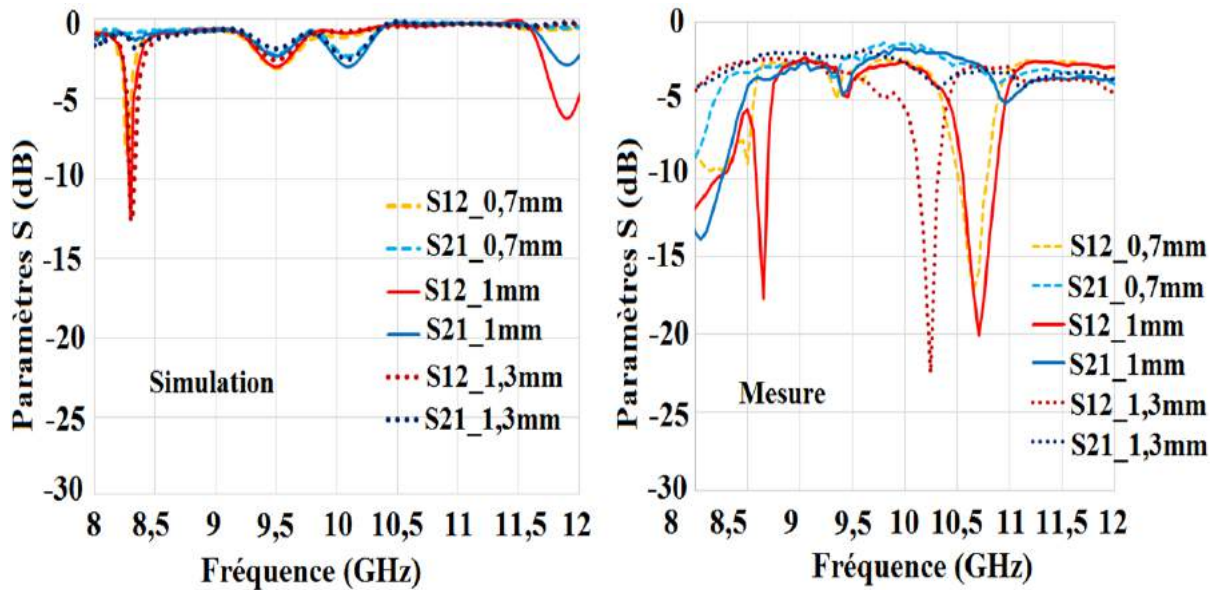


FIGURE IV.33 – Comparaison entre la simulation et la mesure pour différentes largeurs de fente

En regardant ces deux figures, on constate que l'effet non réciproque dépend de chaque largeur, et qu'il augmente avec la largeur de fente. Les résultats de mesure sont meilleurs que le résultat de simulation et c'est ce qui est souhaité. L'inconvénient pour la mesure est que les pertes d'insertion sont moins satisfaisantes.

Pour les fréquences de résonance, elles sont totalement différentes en mesure et en simulation. La fréquence de résonance en simulation ne varie pas quelle que soit la largeur, mais en celle de la mesure varie lorsque la largeur de fente est grande. Ce qui veut dire que le champ de

polarisation en mesure influe sur la valeur de la fréquence de résonance, ce n'est pas le cas en simulation.

La retro-simulation nous permet de regarder le rôle de la distribution de champ dans la structure.

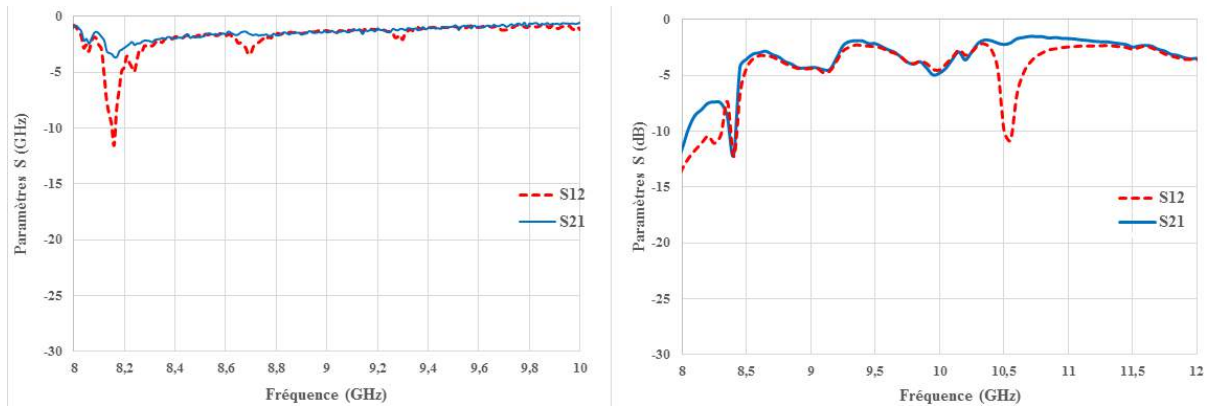


FIGURE IV.34 – Comparaison entre simulation et mesure pour 1 fente 6-4mm de largeur 1mm

On observe dans cette figure que l'amplitude du pic d'isolation est la même dans la simulation et la mesure, mais leur fréquence de résonance ne sont pas au même endroit. Celle de la mesure est située à 10,5GHz, un peu plus haut par rapport à la simulation (8,2GHz).

IV.4.2 Comparaison des résultats entre les versions à une fente et à deux fentes

Un des apports de cette thèse à l'état de l'art des isolateurs coplanaire est l'introduction de la structure à deux fentes. Dans cette partie nous allons donc faire une comparaison des résultats de mesure des isolateurs à une fente avec ceux de la structure à deux fentes.

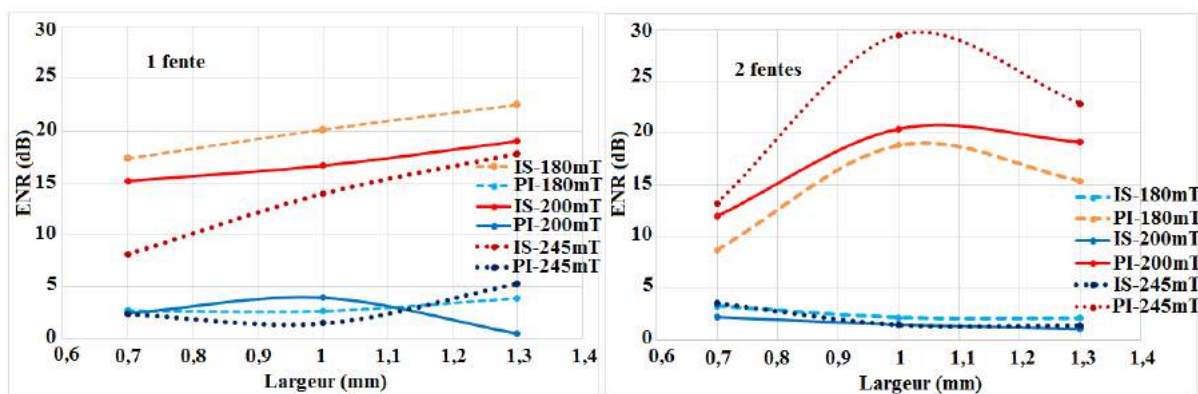


FIGURE IV.35 – Comparaison des résultats entre les versions à une fente et à deux fentes

A titre de comparaison entre l'isolateur à une fente à celui à 2 fentes, on constate qu'avec l'isolateur double fente, une amélioration de profondeur du pic se confirme. Pour l'isolateur à une fente l'isolation augmente avec l'augmentation de la largeur de fente et l'optimum est à la largeur de 1,3mm alors que pour la double fente l'optimum est obtenu à la largeur de 1mm.

En variant le champ de mesure, l'effet non réciproque de l'isolateur à une fente décroît avec l'augmentation du champ et le maximum d'isolation (22,5dB) est obtenu avec un champ de 180mT pour une largeur de 1,3mm. Tandis que pour la double fente l'isolation augmente avec l'augmentation du champ et le maximum d'isolation (29,5dB) est obtenu avec un champ de 245mT pour la largeur de 1mm.

Quant aux pertes d'insertion, on constate qu'elles ne sont pas identiques dans les deux versions, elles dépendent de chaque configuration. Elles sont importantes pour l'isolateur à une fente quelle que soit la largeur, mais l'optimum des pertes est obtenu avec un champ de 200mT pour une largeur de 1,3mm, elles sont satisfaisantes de l'ordre de 0,5dB. Alors que les pertes d'insertion pour la double fente diminuent avec l'augmentation de la largeur et les minimums des pertes sont aussi obtenus avec le même champ de 200mT et la même largeur de 1,3mm.

Par contre la fréquence de résonance elle, n'est pas la même entre les deux versions. Elle dépend de chaque configuration, mais celle à une fente elle passe jusqu'à 10,8GHz alors que pour la double fente elle est à 10,1GHz. Cette différence de fréquence peut être due à la différence de configuration des champs dans le composant.

Le résultat de mesure de cet isolateur à double fente est meilleur que celle d'une fente.

Le constat fait sur les deux types d'isolateurs est que, pour avoir une bonne isolation, il faut que la largeur de fente soit ≥ 1 mm, quel que soit les types d'isolateur (une fente ou deux fentes). Ce résultat est probablement lié à l'épaisseur de la couche magnétique, et une étude complémentaire sur ce paramètre serait nécessaire pour le confirmer. Mais la différence se situe sur le champ de polarisation. Pour les isolateurs à une fente il faut que le champ soit inférieur à 200mT. Alors que pour les isolateurs à deux fentes il faut que le champ soit ≥ 200 mT, afin que l'isolation soit parfaite. L'isolateur à une fente est moins sensible au champ de polarisation, mais l'isolateur à deux fentes est meilleur en terme d'isolation.

Quant aux pertes d'insertion, pour qu'elles soient plus faible possible, il faut que la largeur de fente soit plus grande quel que soit le type d'isolateur et que le champ de polarisation soit autour de 200mT. Néanmoins, la mise au point de dispositifs plus courts pourrait permettre de minimiser ces pertes d'insertion.

IV.4.3 Analyse des résultats

Le premier constat qui peut être fait sur cette structure à double fente comparée à la structure à simple fente, est qu'il y apparait plus de pics de résonance présentant un intérêt pour la fonction d'isolation. Alors que la structure simple fente ne fonctionnait en isolateur qu'à une seule fréquence, la structure à double fente permet d'obtenir cette fonction à d'autres fréquences dans la bande d'apparition des ondes magnétostatiques.

Pour certaines de ces résonances le sens d'isolation est même inversé passant du S_{21} au S_{12} .

Le fonctionnement global tel que l'expérience et l'analyse numérique nous permettent de le comprendre semble être le suivant : le plan de masse inférieur permet de créer dans une partie de la structure un guide de type microruban, avec une partie de l'onde restant guidée en mode coplanaire. Ce guidage est obtenu grâce à l'effet de déplacement de champ, qui aiguille

l'énergie vers la structure microruban quand l'onde aborde la transition du taper. Les modes intervenants dans cette structure sont potentiellement assez complexes, et nous avons besoin d'une étude théorique plus poussée pour en comprendre précisément la répartition et les effets. Néanmoins, à la résonance, l'apparition d'une onde rétrograde dans la partie du guide où le champ est déplacé, semble indiquer que nous sommes en présence d'une onde magnétostatique à propagation main-gauche, ce qui n'est pas en contradiction avec la bande de fréquence de travail qui est celle d'apparition des ondes magnétostatiques, comme présenté dans le chapitre 1. La propagation rétrograde, ou main-gauche, est un mode dans lequel la vitesse de groupe et la vitesse de phase de l'onde ont des signes opposés. C'est-à-dire que l'énergie se propage toujours dans le même sens qu'hors résonance, mais que la phase de l'onde « remonte » en sens contraire de la structure. La propagation main-gauche n'intervenant que dans une moitié de la structure, la seconde moitié, où il n'y a pas déplacement de champ, continue à guider l'onde sur un mode main-droite, et les deux ondes se propagent dans les deux branches de la structure avec des vitesses de phase de signes opposés. Au niveau des ports de l'isolateur, les deux ondes se retrouvent donc en opposition de phase et se recombinent en produisant des interférences destructives, ce qui annule l'amplitude du signal et donne le phénomène d'isolation.

Un résultat qui peut paraître étonnant sur cette structure à double fente, est que le dispositif étant géométriquement rendu symétrique, nous aurions pu penser que la fonction d'isolation disparaisse et que la structure « isole » dans les deux sens à la même fréquence. Bien que ça soit effectivement le cas en simulation ça ne l'est pas sur la structure mesurée, l'effet non réciproque est certainement à attribuer à la non symétrie de la polarisation, ce que nous allons vérifier dans la dernière partie du chapitre.

IV.5 Rétro-simulation

On s'aperçoit avec l'expérience que les résultats de mesure ne correspondent pas aux résultats de simulation, pour les deux types d'isolateurs.

Une première différence de fréquences des pics principaux de la simulation et de la mesure est constatée pour les isolateurs à une fente. Les fréquences de résonance trouvées en simulation sont différentes que celles trouvées en mesure.

Une autre différence de résultat trouvé entre la simulation et la mesure concerne les isolateurs à deux fentes, qui possèdent des effets non réciproques, alors qu'en simulation ces phénomènes ne sont pas observés, dû à la symétrie du dispositif. Une source d'explication de ces différences entre la simulation et la mesure est la différence d'aimantation dans la couche de YIG réelle. Il est donc nécessaire de modéliser une aimantation non uniforme pour prendre en compte ces effets. Une phase de rétro-simulation est donc nécessaire afin de vérifier les résultats de mesures.

IV.5.1 Paramètres du substrat de YIG sous HFSS

L'isolateur coplanaire réalisé est constitué d'un substrat de ferrite, précisément le YIG. Dans la réalité, il existe plusieurs types de YIG avec différentes saturations, et le type de YIG utilisé pour réaliser notre composant n'est pas indiqué sur la notice technique, donc il est nécessaire d'étudier les paramètres de saturation qui caractérisent le ferrite utilisé.

TYPES	$4\pi J_s$ (Gauss) $\pm 5\%$	T_c (°C) $\pm 5\%$	G_{eff} $\pm 5\%$	ΔH (Oe) $\pm 20\%$	ΔH_{eff} (Oe) $\pm 20\%$	ΔH_k (Oe) $\pm 10\%$	ϵ' $\pm 5\%$	$10^4 \tan \delta$	$\infty \cdot 10^3$ (°C) -20, +60°C ± 0.2
Y10	1790	280	2.00	45	4	2	15.3	< 2	2.2
Y101	1820	280	2.00	20	4	2	15.4	< 2	2.2
Y102	1800	280	2.00	30	4	2	15.3	< 2	2.2

TABLE IV.3 – Différente types de YIG [7]

Les paramètres qui ont été utilisés pour simuler initialement le ferrite (YIG) dans HFSS sont présenté dans le tableau ci-dessous :

Permittivité	Perméabilité	Tangente diélectrique	Ms (Gauss)	Delta H (A/m)	Hi (kA/m)
15,3	1	0,0002	1840	50	160

TABLE IV.4 – Paramètres caractéristique du YIG

Ces paramètres ont donné des résultats qui ne coïncident pas avec les résultats de mesure. Il est donc nécessaire de revoir ces paramètres afin de retrouver des simulations qui correspondent avec les résultats de mesures.

La phase de rétro-simulation consiste faire une étude sur la couche de ferrite et ses paramètres. On voit bien que les polarisations en simulation et en mesure ne sont pas faites dans les mêmes conditions. Pour la simulation, elle est faite avec un champ statique, alors que celle de mesure, est faite avec un aimant permanent. Donc les deux champs de polarisation sont différents, un essai d'étude sur le champ de polarisation dans le logiciel de simulation est nécessaire, que nous allons présenter ici.

IV.5.1.1 Saturation du ferrite M_s

On sait que la saturation magnétique du YIG est une propriété qui modélise son état de magnétisation. Il existe plusieurs types de YIG avec différentes valeur de magnétisation ou de saturation. On voit dans le tableau sur les 3 différents types de YIG avec différentes valeur de champ de saturation M_s . Une étude a été faite précédemment au laboratoire sur la saturation du YIG. L'étude faite, en variant la saturation du YIG utilisé (2000G, 2500G et 3000G), et par rapport à ces résultats de mesure trouvés, a mentionné qu'il faut régler le champ de saturation M_s à 2500G [8]. Dans notre cas, nous avons fait varier la saturation du YIG afin de regarder son influence sur le résultat, jusqu'à faire concorder les résultats de simulation et de mesure. Le champ de saturation joue sur la fréquence de résonance, plus le champ de saturation est augmenté plus la fréquence de résonance se situe haut.

IV.5.1.2 Largeur de résonance à mi-hauteur (ΔH)

L'un des paramètres d'entrée d'HFSS dans le modèle du YIG est la largeur de résonance ΔH liée à l'élargissement des moments magnétiques qui dépend du coefficient d'amortissement α . Cette largeur est calculée à la fréquence de résonance f_r [10]. Elle est déterminée par la relation :

$$\Delta H = \frac{2\alpha f_r}{\mu_0 \gamma} \quad (\text{IV.3})$$

Avec

$$\alpha = 0,1$$

$\gamma = 28\text{GHz/T}$: rapport gyromagnétique.

IV.5.1.3 Champ de polarisation H_i

L'utilisation de ferrite dans le logiciel nécessite de définir dans le modèle un champ de polarisation interne H_i . Ce champ doit être défini avec une orientation suivant l'axe de polarisation. Dans notre cas la polarisation est verticale, suivant l'axe z . Le champ utilisé dans le logiciel est un champ statique H_i (160kA/m).

La synthèse des nouveaux paramètres est présentée dans le tableau ci-dessous.

Permittivité	Perméabilité	Tangente diélectrique	Ms (Gauss)	Delta H (A/m)	Hi (kA/m)
15,3	1	0,0002	2500	57	70
15,3	1	0,0002	2900	57	70
15,3	1	0,0002	3000	57	70

TABLE IV.5 – Paramètres du YIG sous HFSS

Les étapes pour trouver ces nouveaux paramètres qui correspondent aux résultats de mesure seront présentés dans les paragraphes suivants.

IV.5.2 Modèle d'aimantation non-uniforme

Une mesure du champ magnétique est faite au magnétomètre (Gaussmeter GM04) sur le composant, on constate que l'amplitude du champ au milieu du composant est supérieure (250mT) à celle trouvée sur les deux ports d'entrée (245mT). Cette différence de champ le long du composant montre que l'aimant ne permet pas d'obtenir un champ uniforme sur toute la surface du dispositif.

Suite à ce constat, plusieurs simulations ont été faites sur l'isolateur à deux fentes, en faisant varier la valeur du champ de polarisation (H_i) à l'intérieur de la couche de ferrite.

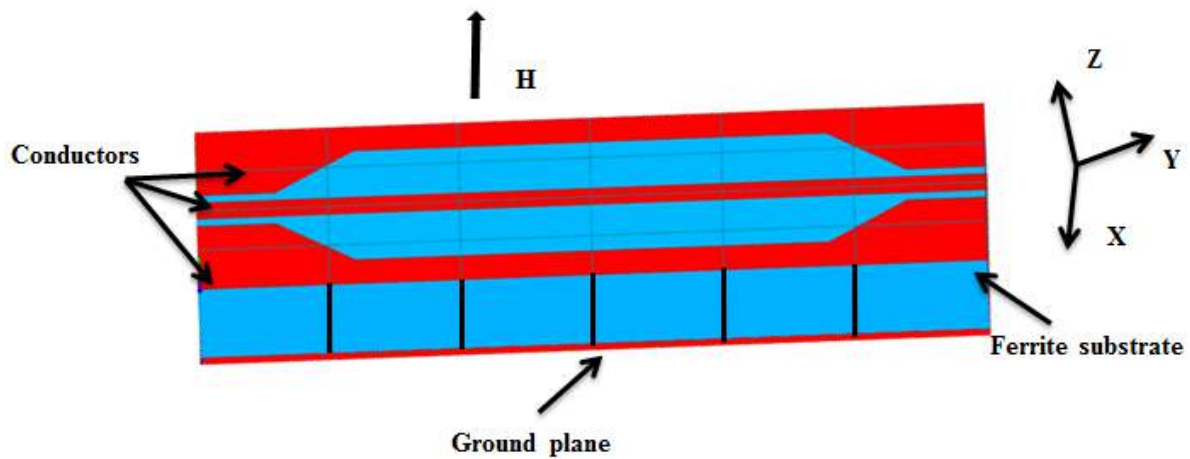
On sait que le logiciel HFSS ne permet de simuler les ferrites qu'avec un champ de polarisation statique, et l'option, ou le paramètre, d'utiliser un champ non uniforme ne figure pas dans le logiciel. Le logiciel Maxwell 3D présente cette option de champ non-uniforme, mais nous n'avons pas ce logiciel à disposition pour notre étude. Nous avons donc divisé la couche de YIG en sous-bloc, auxquels nous avons attribué différentes aimantations pour simuler la magnétisation réelle de la couche.

IV.5.2.1 Sous-bloc avec module du champ non-uniforme

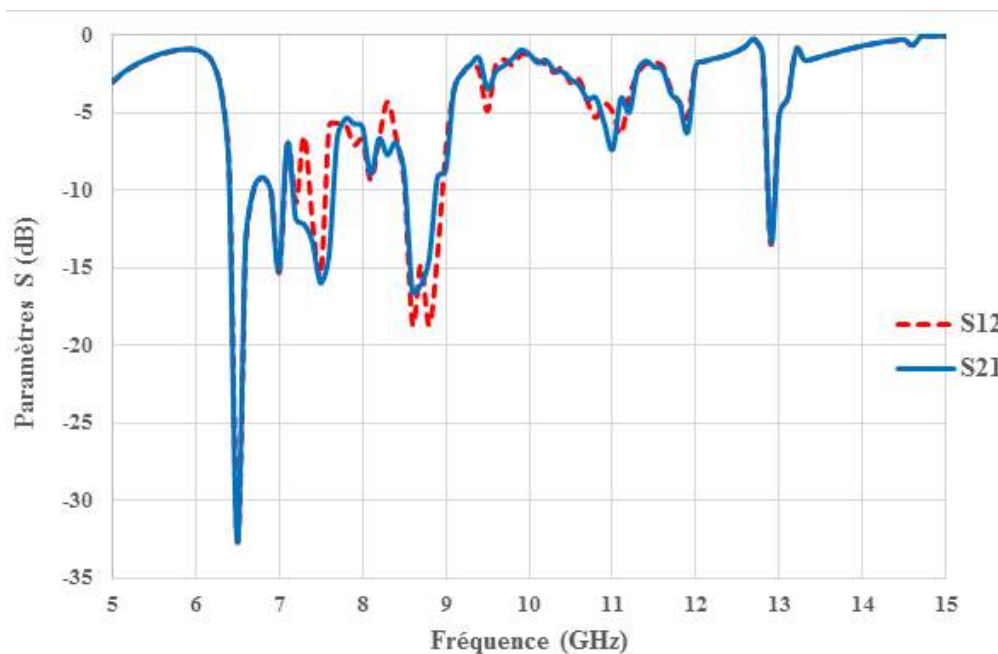
Comme le champ réel produit en mesure n'est pas uniforme, nous avons tenté de le reproduire sous HFSS. Pour cela, nous avons découpé le substrat de YIG en plusieurs parties et grâce à la cartographie des champs obtenus en mesure (figure 39 (a)), chaque partie du YIG découpé, a été affectée d'une valeur de polarisation similaire à celle mesurée.

La cartographie de champ est faite, en prenant dans chaque partie du composant, une valeur de champ, suivant la longueur et la largeur. Le champ est pris en valeurs moyennes.

La taille de chaque bloc correspond à la taille de la cellule de mesure du GM04.

FIGURE IV.36 – *Ferrite découpé*

Suite à ce découpage, plusieurs simulations ont été faites, en changeant la valeur du champ interne H_i , mais toujours l'effet non réciproque n'est pas observé. On rappelle que le composant choisit pour la retro simulation est la structure double fente de longueur 8-6mm et de largeur 1mm.

FIGURE IV.37 – *Résultat de simulation avec un champ non uniforme*

On voit dans ce résultat la bande gyromagnétique située entre 5 et 8GHz, et que dans la zone magnétostatique située après cette bande, aucun effet non réciproque n'est observé. Comme l'effet non réciproque n'est pas observé avec un champ de module non-uniforme mais d'orientation verticale, nous nous sommes intéressés à l'influence de l'orientation des vecteurs de champ de polarisation sur les résultats.

IV.5.2.2 Module du champ uniforme avec orientation de vecteur de champ

Dans cette partie, on essaie de voir si l'effet non réciproque provient de l'orientation de vecteur champ ou de la non uniformité de champ de polarisation. Chaque partie du ferrite découpé est affecté une même valeur de champ de polarisation $H_i = 70\text{kA/m}$, c'est-à-dire un champ statique uniforme en module sur toutes les parties du ferrite, mais avec des orientations des vecteurs de champ qui simulent celles produites par le champ d'un aimant (fig. IV.39). Le champ de saturation est de 2900G.

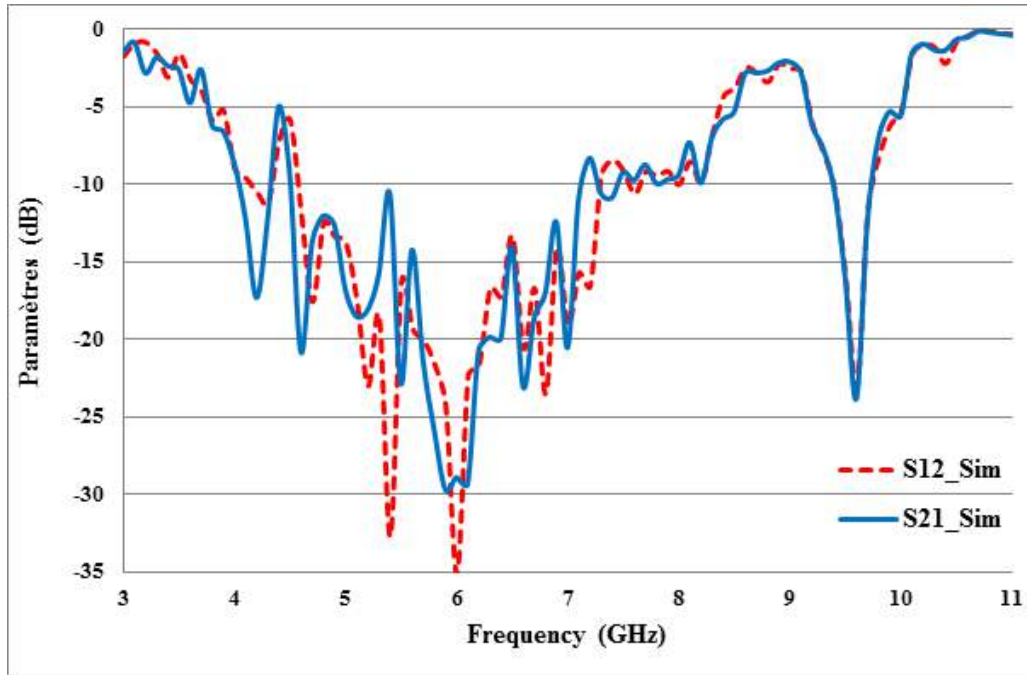


FIGURE IV.38 – Orientation de vecteur de champ avec un champ de polarisation $H_i = 70\text{kA/m}$

On voit dans ce résultat que, la bande de fréquence gyromagnétique reste la même entre 3 et 8,5GHz, mais l'effet non réciproque n'est toujours pas observé.

On peut dire que, l'effet non réciproque dépend de l'orientation de vecteurs de champ et aussi de la non uniformité de champ de polarisation, comme nous allons le déterminer dans le paragraphe suivant.

IV.5.2.3 Sous-bloc module de champ non-uniforme avec orientation des vecteurs de champ

De manière pratique, comme nous polarisons le composant avec un aimant permanent, les vecteurs de champ ne sont pas totalement verticaux sur toute la surface du dispositif, ils sont quasi verticaux au centre et en s'éloignant du centre, les vecteurs deviennent oblique ou presque horizontaux. Suite à ce constat, nous avons donc changé l'orientation des vecteurs de champ pour chaque partie du ferrite, en attribuant à chaque partie, une orientation comme celle d'un aimant permanent, comme indiqué dans la figure suivante.

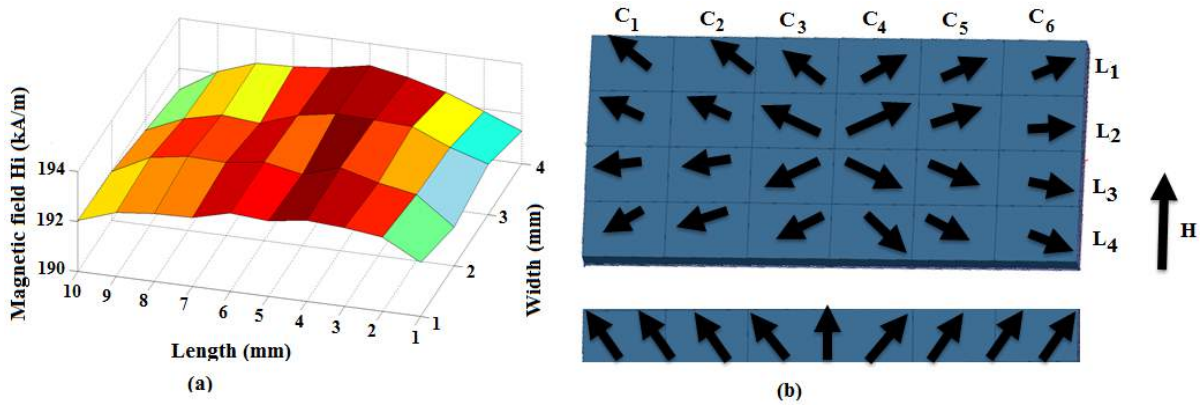
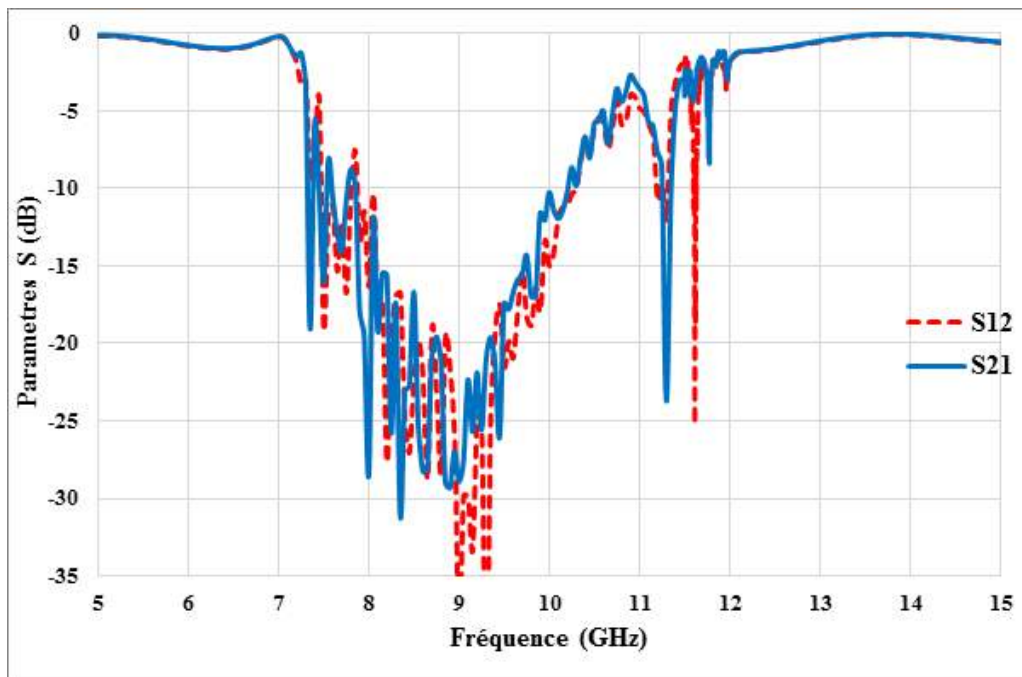


FIGURE IV.39 – Orientation du champ interne du YIG en simulation

Dans cette partie chaque portion du ferrite est affectée d'une valeur de champ et d'une orientation différente. Grâce à cette cartographie de champ et l'orientation des vecteurs de polarisation, l'effet non réciproque est finalement bien observé en simulation, comme montré sur la figure IV.38.

FIGURE IV.40 – Résultat de simulation d'un isolateur à 2 fentes avec un champ $H_i = 196\text{kA/m}$

On observe dans cette figure un effet non réciproque à la fréquence de 11,6GHz, avec une isolation de 25dB pour des pertes d'insertion d'environ 4,2dB.

On peut dire que l'effet non réciproque observé, est dû à la non-uniformité du module du champ de polarisation ainsi qu'à l'orientation des vecteurs de champ non vertical.

Si les vecteurs de champ sont symétriques par rapport au centre, l'effet non réciproque n'est pas observé même si le module de champ est non-uniforme.

On observe dans ce résultat un peu plus haut à 11,8GHz, un second pic d'isolation de sens

inverse, mais de faible valeur avec une isolation de 8,5dB pour des pertes d'insertion d'environ 4,5dB. Dans cet effet non réciproque, la transmission S_{21} est devenue l'isolation et l'isolation S_{12} est devenue la transmission.

En faisant une comparaison avec les résultats de mesure de l'isolateur 2 fentes de longueur 8-6mm et de largeur 1mm, pour un champ $H_0 = 200\text{mT}$ (figure IV.19), on voit que sur les deux résultats (mesure et simulation), les fréquences de résonances de l'effet non réciproque ne concordent pas. Pour la simulation, la bande de gyrorésonance est située entre 7 et 11GHz. Alors que la bande de gyrorésonance trouvée en mesure est entre 3 et 7GHz. Cela est dû au fait que le champ interne H_i (196kA/m) entré en simulation, est différent du champ appliqué en mesure. De même, les fréquences d'isolation ne concordent pas entre les deux résultats. Celle de la mesure est à 9,9GHz, alors qu'en simulation est à 11,6GHz. Il y a une grande différence de fréquence de résonance, presque 1,7GHz de différence. Suite à ce constat, on fait varier le champ de polarisation interne pour regarder son influence sur la fréquence ainsi que sur l'effet non réciproque.

IV.5.2.4 Adaptation avec les nouveaux paramètres trouvés

Dans cette partie, nous avons réduit le champ de polarisation interne H_i , nous avons fait entrer le champ interne $H_i = 147\text{kA/m}$, qui correspond au champ de saturation du YIG (1840G).

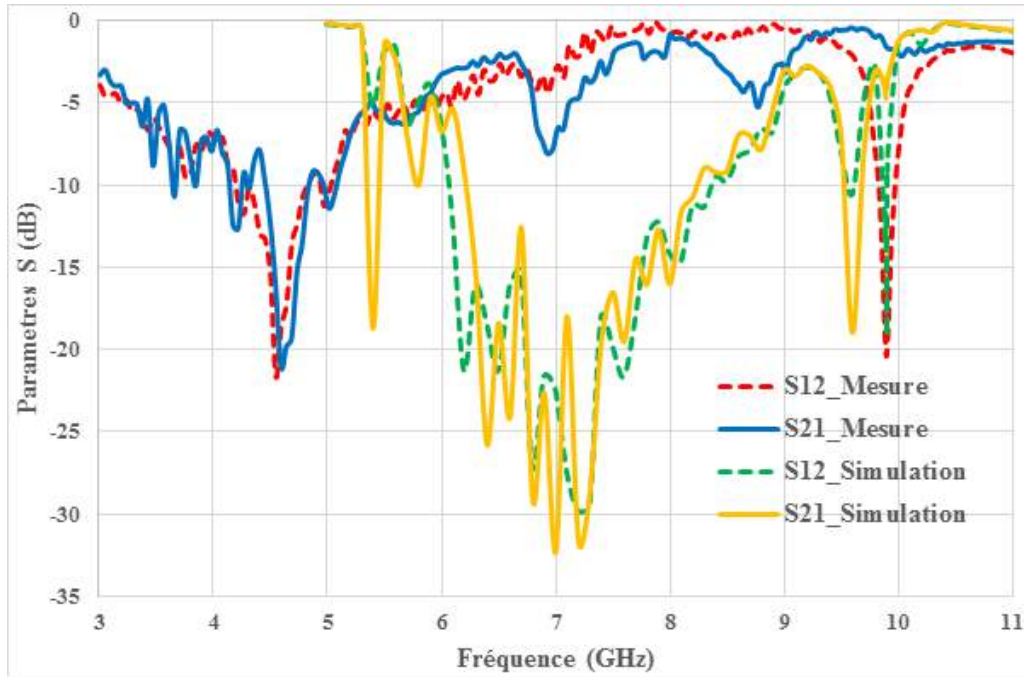


FIGURE IV.41 – Résultat de simulation d'un isolateur à 2 fentes avec un champ $H_i = 147\text{kA/m}$

On voit dans ce résultat, la bande de gyrorésonance qui était avant entre 7 et 11GHz, pour un champ H_i de 196kA/m, cette bande est descendue entre 5 et 9GHz, et la fréquence de résonance qui était avant à 11,6GHz est descendue à 9,9GHz. Mais l'isolation de l'effet non réciproque est diminuée de 25dB à 19,2dB, tandis que les pertes d'insertion sont légèrement

augmentées de 4,2dB à 4,5dB.

On constate que la diminution du champ de polarisation permet aussi bien de diminuer la fréquence de résonance que l'isolation.

Le champ de polarisation joue sur les fréquences de résonances ainsi que sur les effets non réciproque, c'est ce qui est aussi bien observé en mesure.

En faisant une comparaison de ce résultat avec la mesure, on s'aperçoit que les fréquences de résonance de l'isolation des deux résultats (mesure et simulation) correspondent à la même fréquence (9,9GHz), mais les bandes gyrorésonance ne sont pas totalement situées aux mêmes fréquences, elles ont une différence de 2GHz, celle de mesure commence de 3 à 7GHz, alors que pour la simulation commence de 5 à 9GHz. Suite à ce constat de fréquence, on réduit le champ de polarisation H_i dans les paramètres du modèle du YIG une fois de plus, en appliquant la formule du champ interne :

$$H_i = H_0 - 4\pi M_s \quad (\text{IV.4})$$

Avec :

H_i : champ appliqué de l'extérieur

M_s : champ de saturation

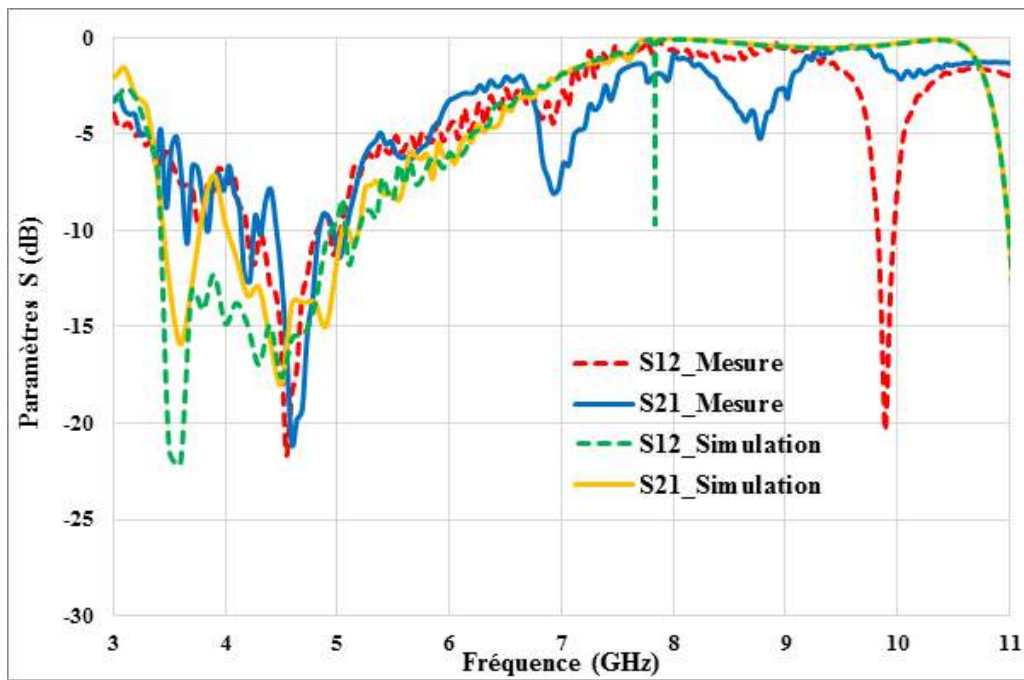


FIGURE IV.42 – Résultat de simulation d'un isolateur à 2 fentes avec un champ $H_i = 70\text{kA/m}$

Avec ce champ H_i autour de 70kA/m, on observe que la bande gyrorésonance s'étend de 3 à 7GHz environ, ce qui correspond à la bande de gyrorésonance trouvée en mesure, mais la fréquence du pic d'isolation n'est pas située à la même fréquence que celle de la mesure. Celle-ci (simulation) est située à 7,9GHz environ, alors que celle de la mesure est à 9,9GHz. Avec un champ interne plus petit, on retrouve la même bande de gyrorésonance en mesure, mais la fréquence de pic d'isolation est différente. On cherche donc à faire une autre étude sur

la saturation du ferrite utilisé (YIG), tout en gardant le champ de polarisation H_i autour de 70kA/m.

Selon notre étude sur la variation de champ de saturation (tableau 5), on a trouvé que pour que les résultats de simulation se rapprochent aux résultats de mesure, il faut que le champ de saturation soit égal à 2900G environ. Le résultat trouvé est présenté sur la figure 43.

IV.5.3 Comparaison mesure/retro-simulation

IV.5.3.1 Isolateur 2 fentes de longueur 8-6mm

a. Largeur de fente 1mm

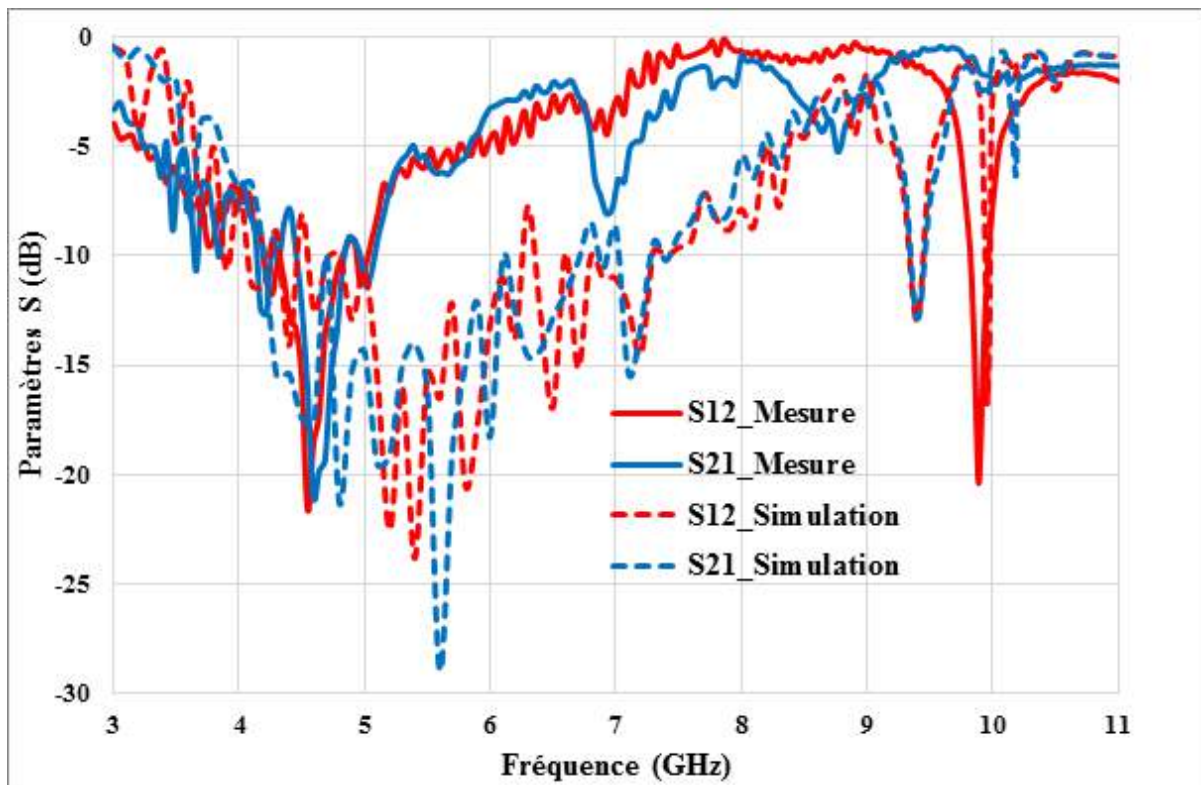


FIGURE IV.43 – Isolateur à 2 fentes 8-6mm de largeur de fente 1mm

Comme on l'a précisé avant, dans cette partie on a gardé la même configuration du ferrite, c'est-à-dire que chaque partie du ferrite divisé est affecté d'une valeur de champ H_i autour de 70kA/m seul le champ de saturation M_S est varié.

En comparant ce résultat de simulation avec celui de mesure, on observe que la bande de gyrorésonance est presque la même, sauf celle de la simulation est un peu étroite par rapport à celle de la mesure, elle est située sur la bande de 3 à 8,5GHz, et celle de mesure va de 3 à 7GHz. Tandis que la fréquence de résonance de l'effet non réciproque est la même et est située à 9,9GHz. A cette fréquence (9,9GHz), un pic d'isolation de 17dB inférieur à celle de mesure (20,5dB) et des pertes d'insertions de 2,3dB environ. Ces pertes sont énormes par rapport aux pertes de mesure qui sont de 1,5dB. Cette augmentation des pertes, due à la forme du ferrite

qui est découpé en plusieurs parties et chaque partie est affectée d'une valeur de champ de polarisation avec une orientation comme celle de mesure. Ce changement brusque de valeur et d'orientation de champ influe sur les pertes d'insertions qui peuvent être augmentées.

On voit dans ce résultat de simulation, un second pic d'isolation de sens inverse situé à 10,2GHz avec une faible isolation de 6,3dB et des pertes d'insertion 1,7dB. Dans ce second pic, le paramètre d'isolation S_{12} est devenu la transmission et le paramètre de transmission S_{21} est devenu l'isolation.

Deux pics d'isolation sont observés dans ce résultat de simulation comme celle de mesure, et la fréquence de pic d'isolation de sens direct est la même que celle de la mesure, mais la fréquence du second pic ne correspond pas à celle de la mesure (8,7GHz).

Après avoir déterminé les paramètres de simulation de la couche magnétique qui permettent de faire correspondre les résultats de mesure de l'isolateur à deux fentes de 1mm à ceux de simulation, nous avons appliqué ces paramètres aux autres versions pour vérifier l'adéquation des résultats de mesure pour les largeurs de 0,7mm et 1,3mm.

b. Largeur de fente 0,7mm

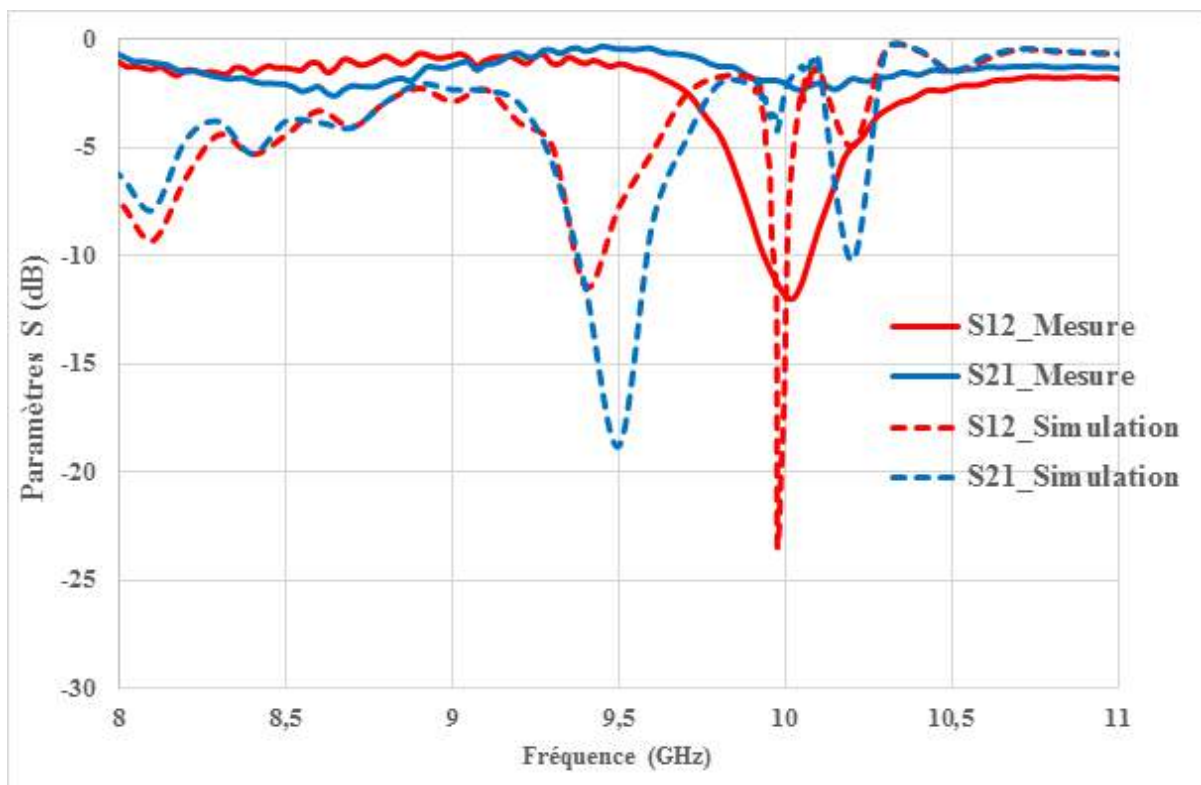


FIGURE IV.44 – Isolateur à 2 fentes 8-6mm de largeur de fente 0,7mm

En faisant une comparaison des résultats de simulation de l'isolateur avec une largeur de fente de 0,7mm avec ceux de mesure, on voit que HFSS nous montre que le résultat de simulation est meilleur que celui de la mesure.

Bien que HFSS prédit la fréquence du pic principal, et l'inversion de sens de propagation, le

nombre de pic n'est pas prédit, ni leurs amplitudes. La simulation possède plus des pics que la mesure avec des amplitudes plus grandes.

c. Largeur de fente 1,3mm

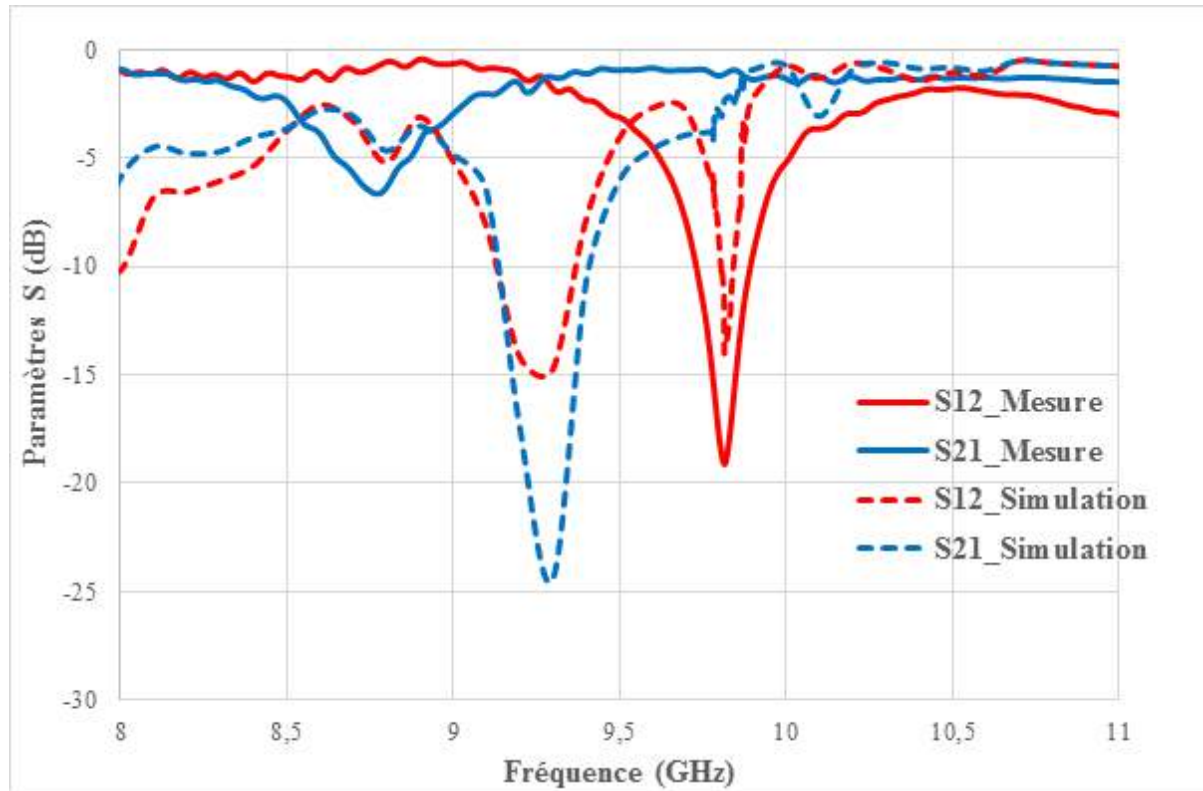


FIGURE IV.45 – Isolateur à 2 fentes 8-6mm de largeur de fente 1,3mm

Le logiciel HFSS prédit bien les valeurs de fréquence observées en mesure, mais l'amplitude du pic d'isolation est mal prédite. HFSS aurait fait croire que 0,7mm est meilleur que 1,3mm. Il y a aussi des pics en simulation qui n'existent pas en mesure, cela peut induire en erreur, et le modèle est encore insuffisant pour se reposer dessus pour une étude d'optimisation.

Résultat	Mesure			Retro-Simulation		
Champ	$H_0=160\text{kA/m}$			$H_i=70\text{kA/m}$		
Fente (mm)	S21 (dB)	S12 (dB)	Fréquence (GHz)	S21 (dB)	S12 (dB)	Fréquence (GHz)
0,7	-2	-12	10	-4,2	-23,5	10
1	-1,5	-20,5	9,9	-2,4	-17	9,9
1,3	-1	-19,1	9,8	-2,5	-14	9,8

TABLE IV.6 – Récapitulatif de mesure et simulation 2 fentes

On observe dans ce tableau que la fréquence de résonance de l'effet non réciproque de la

mesure et simulation sont presque les mêmes sauf l'isolation et les pertes qui sont différentes. L'isolation décroît avec l'augmentation de la largeur, alors qu'en mesure le maximum de l'isolation a été obtenu à la largeur de 1mm. Les pertes d'insertion diminuent avec l'augmentation de la largeur, tandis qu'en simulation l'optimum est trouvé à la largeur de 1mm.

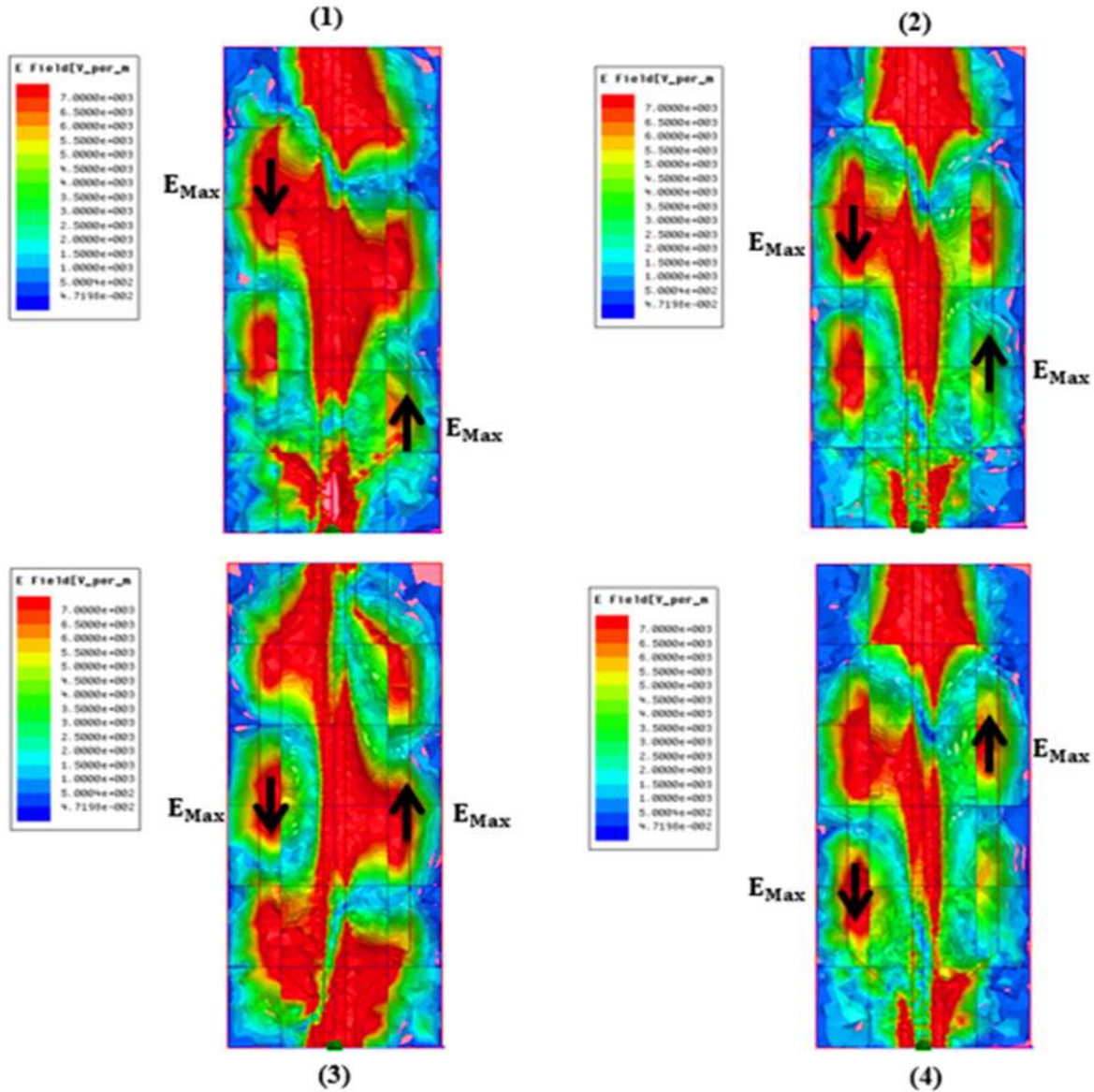


FIGURE IV.46 – Evolution en fonction du temps (de gauche à droite et de haut en bas) du maximum du module du champ électrique, colocalisé avec le maximum du module de Poynting

Dans cette configuration, les simulations montrent que le fait qu'on retrouve la même chose qu'avec 1 fente et que les amplitudes dans chacune des branches sont probablement plus égales, ce qui introduit une isolation meilleure.

Les résultats de simulation montrent que l'effet non réciproque est observé avec les nouveaux paramètres de simulation dans la configuration de deux fentes. Ces nouveaux paramètres vont être appliqués dans la configuration à une fente pour voir leur influence sur les résultats.

IV.5.3.2 Isolateur 1 fente ou simple fente

On a appliqué ces nouveaux paramètres de simulation sur les isolateurs à une fente afin de comparer les résultats de simulation avec les résultats de mesure.

On a appliqué les mêmes paramètres de simulation avec un champ de polarisation non-uniforme et un champ uniforme. Pour le champ non-uniforme, les paramètres de simulation sont que, le ferrite est divisé en plusieurs parties et à chaque partie du ferrite est affectée une valeur de champ autour de 100kA/m, avec une orientation qui tente de reproduire celle provoquée par un aimant permanent.

Pour le champ uniforme, ce sont les paramètres déterminé au paragraphe 1 ($M_S=2900G$, $H_i=100kA/m$, $\Delta H=57A/m$) qui sont utilisé, et le substrat n'est pas divisé en plusieurs parties, un seul champ est appliqué verticalement de 100kA/m. Les résultats sont présentés sur la figure suivante.

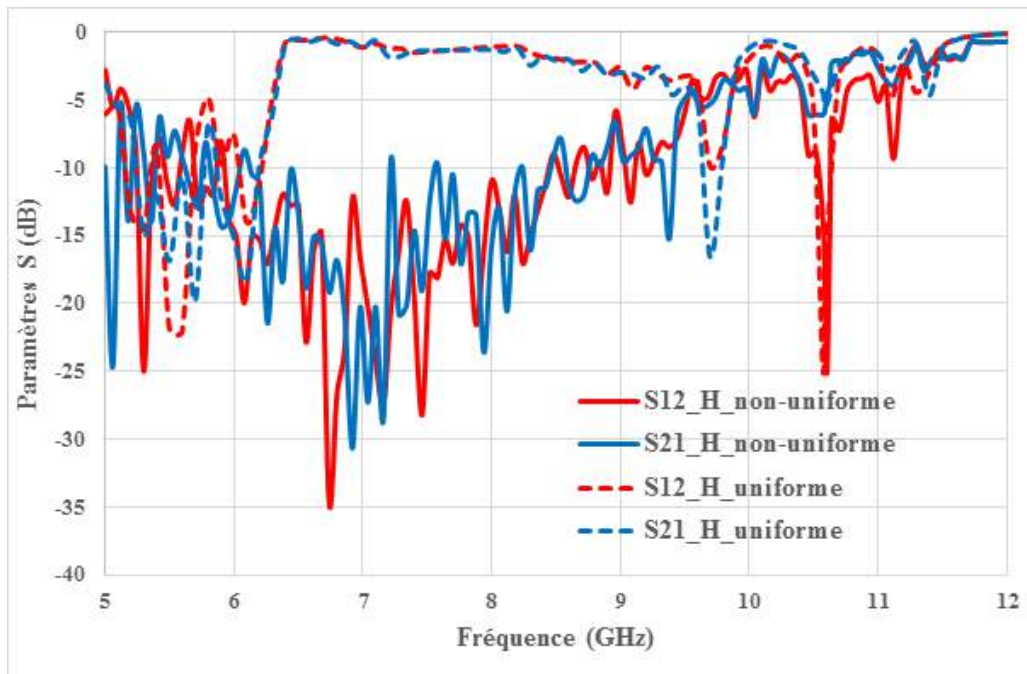


FIGURE IV.47 – Comparaison de champ de polarisation sous HFSS d'un isolateur 1 fente longueur de fente 8-6mm largeur 1mm

On voit dans cette figure qu'il n'y a pas une grosse différence entre les deux résultats, ils sont presque pareils. Les fréquences de résonance sont les mêmes (10,6GHz). Les deux pics d'isolation ont presque la même amplitude (25dB). Les pertes d'insertion diffèrent un peu, celles liée au champ non-uniforme sont plus grandes que celles associées au champ uniforme, dues à la non-uniformité de champ de polarisation et l'orientation des vecteurs de champ.

Les deux résultats n'ont pas la même bande gyromagnétique, celle du champ uniforme est moins étroite que celle du champ non-uniforme. Cela montre que pour le champ non-uniforme, les pertes sont plus élevées au champ uniforme.

Notre modèle reste robuste, il reste à l'appliquer sur les autres isolateurs avec différentes largeurs de fentes et comparer les résultats avec ceux de mesure.

Comme les résultats de simulation avec un champ non-uniforme et un champ uniforme sont proche, on a choisi de re-simuler les autres composants avec les paramètres de champ uniforme déterminés au paragraphe 1.

a. Largeur de fente 1mm

Dans cette partie on a appliqué les nouveaux paramètres pour le champ uniforme sur l'isolateur à une fente de largeur 1mm, la longueur de fente est 8-6mm.

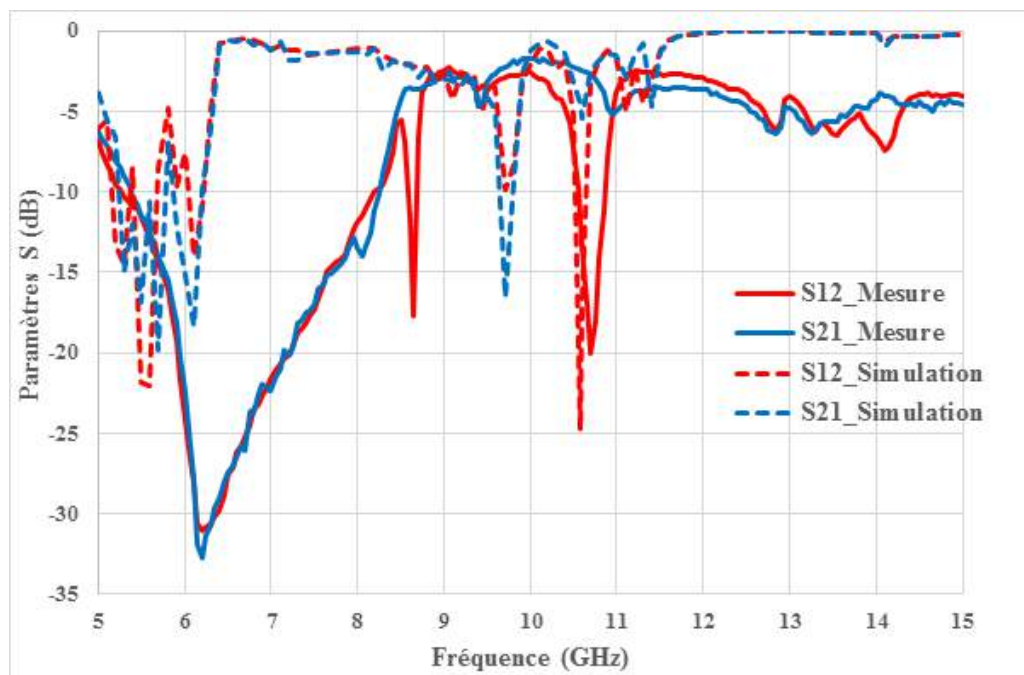


FIGURE IV.48 – Résultats de mesure et simulation d'un isolateur 1 fente longueur de fente 8-6mm largeur 1mm

En comparant ce résultat de simulation avec celui de mesure, on regarde que les bandes de gyrorésonance de simulation et mesure commencent à la même fréquence, mais celle de la simulation est moins étroite par rapport à la mesure, elle va de 5 à 6,5GHz et celle de mesure va de 5 à 8,5GHz. La fréquence de résonance du pic principale (2^{nd}) est presque la même que celle de la mesure avec une amplitude plus grande. Pour les restes du pic la fréquence n'est pas du tout.

Le 1^{er} pic en mesure à 8,7GHz, n'est pas observé en simulation.

b. Largeur de fente 0,7mm

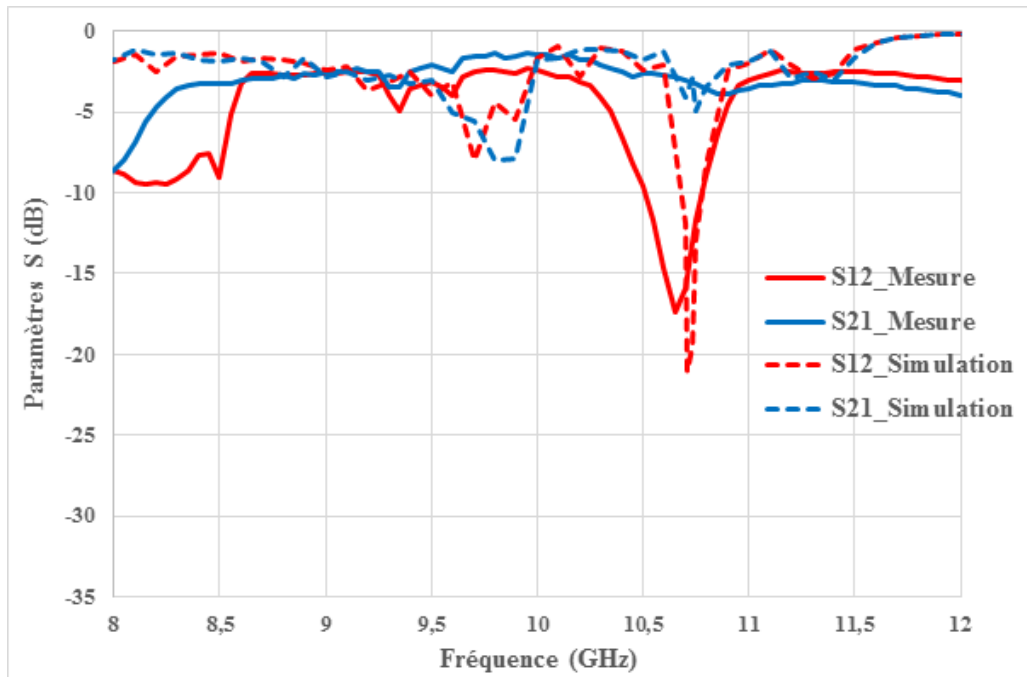


FIGURE IV.49 – Mesure et simulation d'un isolateur 1 fente longueur de fente 8-6mm largeur 0,7mm

En appliquant les mêmes paramètres de simulation sur l'isolateur 1 fente de largeur 0,7mm, on voit que le pic principal est situé presque à la fréquence de résonance trouvée en mesure (10,7GHz). Par contre l'amplitude est plus élevée que celle de la mesure.

c. Largeur de fente 1,3mm

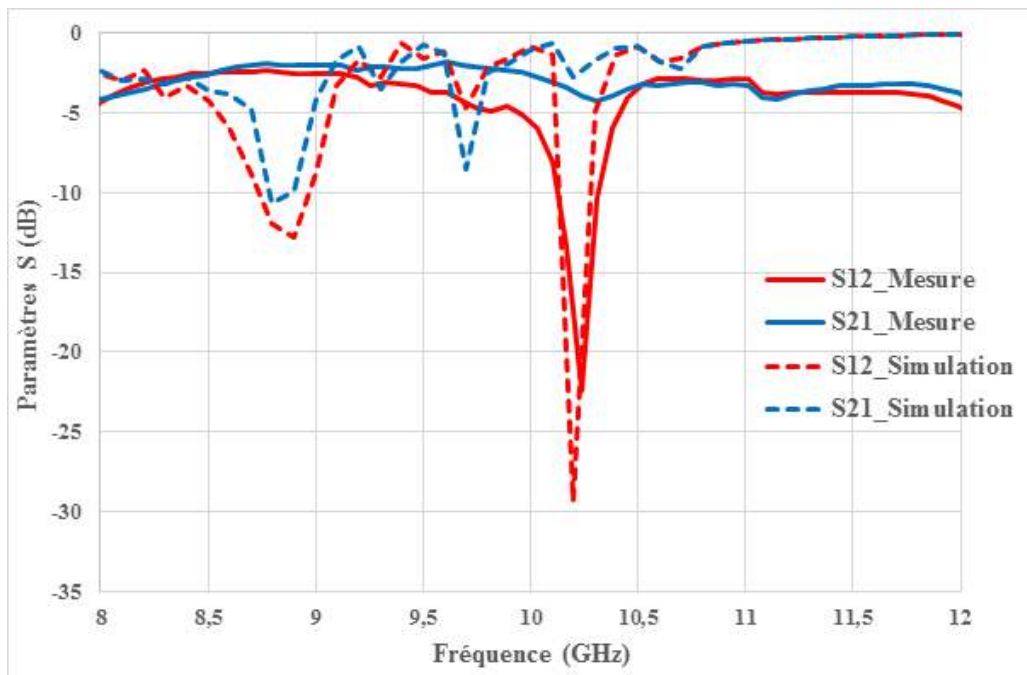


FIGURE IV.50 – Mesure et simulation d'un isolateur 1 fente longueur de fente 8-6mm largeur 1,3mm

De même pour la largeur de 1,3mm, la fréquence de résonance du pic d'isolation est presque la même que celle de la mesure, avec une amplitude plus grande que celle trouvée en mesure. Les pertes d'insertion pour la simulation sont meilleures que celles de la mesure.

Résultat	Mesure			Retro-Simulation		
Champ	$H_0=144\text{kA/m}$			$H_i=100\text{kA/m}$		
Fente (mm)	S21 (dB)	S12 (dB)	Fréquence (GHz)	S21 (dB)	S12 (dB)	Fréquence (GHz)
0,7	-2,7	-17,3	10,7	-5	-21	10,7
1	-2,7	-20,1	10,7	-4	-25	10,7
1,3	-3,9	-22,5	10,2	-2,7	-29,3	10,2

TABLE IV.7 – *Récapitulatif de mesure et simulation 1 fente*

On voit dans ce tableau que l'effet non réciproque augmente avec la largeur c'est ce qui est constaté en mesure comme en simulation. Et que les fréquences de résonance sont les mêmes. Sur l'isolateur 1 fente, les nouveaux paramètres de couche uniforme marchent bien pour prédire l'évolution du 2^{ème} pic en fonction de la largeur de fente, mais ils marchent mal pour le 1^{er} pic vers 8,7GHz et pour la gyrorésonance.

Il serait quand même intéressant d'essayer le modèle de couche à polarisation non-uniforme sur la version à 1 fente, mais faute de temps ça n'a pas pu être fait.

Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons présenté les techniques de réalisation d'un isolateur coplanaire avec un plan de masse inférieur en cuivre déposé sur un substrat de YIG. Ensuite les mesures ont été faites à l'aide d'un analyseur vectoriel de réseau et d'un testeur sous pointes.

Les résultats de mesure des deux types d'isolateurs (à une et deux fentes), en fonction de la variation de la largeur de fente et des différentes valeurs du champ de polarisation ont été présentés.

Pour les isolateurs à une fente, nous avons constaté que :

- l'effet non réciproque, pour une largeur donnée, diminue avec l'augmentation du champ de polarisation appliqué ;
- il augmente en fonction de l'augmentation de la largeur de fente quelle que soit la valeur du champ appliqué.

La meilleure isolation (pic d'isolation de 22,5 dB) a été observée avec une largeur de 1,3 mm et un champ de 180mT.

Pour les isolateurs à deux fentes, l'effet non réciproque augmente avec le champ de polarisation appliqué, et l'amplitude maximale a été obtenue pour un champ de 245mT avec une largeur de 1mm (29,5dB d'isolation).

Dans le cas de l'isolateur à deux fentes, nous avons aussi observé l'apparition de pics de résonance à différentes fréquences avec un sens d'isolation inversé.

Il ressort de cette étude que l'effet non réciproque est influencé par la largeur de fente et le champ de polarisation. La largeur de fente doit être ≥ 1 mm pour l'obtention d'une isolation satisfaisante ($S_{12} \leq -20$ dB) avec un champ de polarisation ≤ 200 mT pour la structure simple fente et ≥ 200 mT pour la structure deux fentes.

La deuxième partie du chapitre est basée sur une étude de retro simulation qui consiste à déterminer les différences observées entre les résultats de mesure et la simulation. Cette étude a montré que :

- pour l'isolateur simple fente, la différence provient des valeurs des champs de saturation et de polarisation considérées lors de la simulation. En effet, une augmentation du premier et une réduction du second permet de faire concorder la simulation à la mesure sur le second pic d'isolation, toutefois ce modèle a ses limites sur d'autres paramètres comme la gyrorésonance ;
- pour l'isolateur à deux fentes, l'effet non réciproque est obtenu si le champ est inhomogène et l'orientation des vecteurs de champ ne sont pas totalement verticaux.

Cette approche (découpe du ferrite et orientation des vecteurs de champ de polarisation) est robuste et satisfaisante. Néanmoins, une vérification de la structure sous le logiciel Maxwell 3D, afin de mieux comprendre les paramètres qui influent sur les fréquences de résonance et les amplitudes des pics d'isolation, doit être envisagée pour mener à bien un véritable travail d'optimisation du dispositif.

De la même manière, en changeant d'aimant ou de système de polarisation, il est nécessaire d'anticiper que cela produira un effet sur le comportement du dispositif.

Notre travail de thèse à permis d'éclairer certain aspects du fonctionnement de ces isolateurs, mais en a laissé d'autres dans l'ombre, comme la question de la fréquence de résonance, dont nous avons montré qu'elle ne dépendait ni de la longueur, ni de la largeur des fentes, mais dont nous n'avons toujours pas l'origine. Il est probable que l'épaisseur du substrat joue un rôle dans la valeur de cette fréquence, mais nous n'avons pas pu mener à terme la fabrication et la mesure des prototypes envisagés avec des épaisseurs du ferrite plus faible. La poursuite de ces études est donc renvoyée aux perspectives, ainsi que la modélisation plus fine du dispositif, par fonction de Green par exemple.

Bibliographie

- [1] B. Bayard, B. Sauviac & D. Vincent « The Wiley Encyclopedia of RF and Microwave Engineering Ferrite Isolators », February 8, 2011.
- [2] C.P. Wen, « Coplanar Waveguide : A Surface Strip Transmission Line Suitable for Nonreciprocal Gyromagnetic Device Application », IEEE Trans. Microwave. Theor. Technol., 17, 12 (1969).
- [3] P. Gelin, « Propagation des ondes radioélectriques dans les ferrites polycristallins », Techniques de l'ingénieur, 2007.
- [4] S. Kirouane, D. Vincent, E. Verney, O. Zahwe, B. Payet and A. Chaabi, « Design of a new coplanar isolator made from YIG film operating in the X-frequency band », The European Physical Journal Applied Physics, 57, 01, 10602 (2011).
- [5] D. D. Stancil, Theory of magnetostatic waves, Springer-Verlag New York, Inc., 1993.
- [6] H. V. D. Vaart, « Influence of metal plate on surface magnetostatic modes of magnetic slab », Electron. Lett., vol. 6, no. 19, p. 601602, 17 september 1970.
- [7] MICROWAVE FERRITE MATERIALS, TEMEX, document technique.
- [8] D. Vincent, T. Rouiller et B. Bayard, « Mesure de la perméabilité complexe de couches minces magnétiques jusqu'à 50 GHz », la 14èmes Journées Nationales Micro-ondes, pp. 11-13, Nantes, Mai 2005.
- [9] Ansoft, An introduction to HFSS : fundamental principles, concepts and use, Ansoft LCC, 2009.
- [10] T. Rouiller, « Isolateur coplanaire 40-60 GHz à couche mince magnétique », Thèse de doctorat, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, 2006.

CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES

Les performances des isolateurs coplanaires réalisés antérieurement au laboratoire étaient peu satisfaisantes. Certains présentent des pertes d'insertion élevées, tandis que d'autres possèdent une faible isolation.

L'objectif de notre travail de recherche était de faire une optimisation de l'isolateur coplanaire réalisé par S. Kirouane.

Dans le premier chapitre, nous avons présenté quelques matériaux magnétiques (le YIG particulièrement) ainsi que leurs propriétés physiques (susceptibilité magnétique et résonance gyromagnétique) qui sont responsables de l'effet non réciproque.

Les dispositifs non réciproques tels que les isolateurs et le circulateur coplanaires ont été présentés au second chapitre. Nous avons particulièrement présenté les différents types d'isolateurs coplanaires réalisés à partir du YIG et du BaM ainsi que leurs performances.

Une étude paramétrique sous le logiciel HFSS a été décrite au troisième chapitre, qui concerne deux versions différentes de l'isolateur d'abord à une fente, sur le modèle de S. Kirouane, puis à deux fentes, évolution de cette première structure. L'étude consiste à déterminer les dimensions géométriques qui permettent d'optimiser les performances de l'isolateur à concevoir.

Pour mieux comprendre l'influence de ces dimensions géométriques sur les résultats, nous avons mené cette étude en deux étapes, la première consistant à faire varier la longueur des fentes à largeur fixée, et la seconde à faire varier la largeur à longueur fixée.

A partir de ces études (variation de longueur et largeur de fente), le constat qui a été fait est que la fréquence de résonance du pic est la même ; seule son amplitude varie en fonction de paramètres géométriques. Les pertes d'insertion augmentent avec la largeur, mais elles restaient autour de 1dB.

Les résultats de simulation ont été validés par des mesures sur les isolateurs réalisés, qui sont présentées dans le dernier chapitre, dans lequel les étapes qui permettent la réalisation et la caractérisation des structures simulées sont également décrites.

Les mesures de deux structures d'isolateur (à une fente et deux fentes) ont permis de conclure que l'effet non réciproque est influencé par la géométrie de l'isolateur (largeur et longueur de fente) ainsi que par la valeur du champ de polarisation.

Pour les isolateurs à 1 fente, la meilleure isolation (pic d'isolation de 22,5 dB) a été obtenue avec une longueur de 8-6mm et d'une largeur de 1,3 mm pour un champ de 180mT.

Les meilleures pertes d'insertion sont obtenues avec cette même largeur (1,3mm) mais avec un champ de 200mT (0,5dB).

Nous avons également montré que l'effet non réciproque dans cette structure diminue avec l'augmentation du champ de polarisation appliqué.

Pour les isolateurs à deux fentes, la meilleure isolation a été obtenue pour un champ de 245mT avec une longueur de 8-6mm et une largeur de 1mm (29,5dB d'isolation), et l'effet non réciproque augmente avec le champ de polarisation appliqué.

Toutefois une autre version d'isolateur à deux fentes permet également d'atteindre les contraintes du cahier des charges avec un champ de 200mT.

Il a été observé dans le cas de l'isolateur à deux fentes, l'apparition de pics de résonance à différentes fréquences avec un sens d'isolation inversé.

Pour obtenir une meilleure performance avec les deux structures étudiées, la longueur de fente doit être grande (8-6 mm) et la largeur ≥ 1 mm. Par contre, le champ de polarisation pour la structure simple fente doit être ≤ 200 mT et celui de la structure double fente ≥ 200 mT.

Par rapport au cahier des charges et les résultats obtenus par S. Kirouane ($S_{12} = -16,5$ dB et $S_{21} = -1,5$ dB), nous avons pu optimiser l'isolateur coplanaire :

- pour les isolateurs à 1 fente, un gain de 6dB d'isolation a été obtenu pour un champ de 180mT, mais les pertes d'insertion sont élevées. Par contre avec un champ de 200mT, un gain presque de 3dB d'isolation a été obtenu à la largeur de 1,3mm avec des meilleures pertes d'insertion autour de 0,5dB.
- pour les isolateurs à deux fentes, un gain de 4dB d'isolation a été obtenu avec un champ de 200mT ($S_{12} = -20,5$ dB) et 13dB de gain pour un champ de 245mT ($S_{12} = -29,5$ dB). Les pertes d'insertion sont identiques avec la largeur de 1mm ($S_{21} = -1,5$ dB) , et meilleures avec la largeur de 1,3mm ($S_{21} = -1$ dB).

Nous avons terminé par une étude de rétro simulation qui a montré que l'effet non réciproque de la structure simple fente provient de l'effet combiné du déplacement de champ et de l'apparition d'ondes magnétostatiques rétrogrades dans la structure dont le plan de masse inférieur est l'élément permettant cette apparition.

Celui de la structure à double fente provient des mêmes effets plus du fait de la non-uniformité du module du champ de polarisation ainsi que de l'orientation des vecteurs de champ non-symétrique.

Dans cette structure (double fente), aucun effet non réciproque n'est observé si les vecteurs de champ sont symétriques, ni si le plan de masse inférieur est supprimé.

Cependant, une vérification avec le logiciel Maxwell 3D est envisageable, pour mener à bien un véritable travail d'optimisation du dispositif, afin de mieux comprendre les paramètres qui influent sur les fréquences de résonance et les amplitudes des pics d'isolation.

Une étude théorique du composant et de la couche magnétique pourrait aussi être menée par la modélisation plus fine du dispositif à base de résolution numérique de fonctions de Green.

