

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université 8 Mai 1945 Guelma



Institut des Télécommunications
Département des Systèmes de Télécommunications
Laboratoire des Télécommunications (LT)

THÈSE

EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME DE DOCTORAT EN 3^{ème} CYCLE

Domaine : Sciences et de la Technologie

Filière : Télécommunications

Spécialité : Télécommunications

Présentée par

BAHLOUL AFAF

Intitulée

*Contribution à l'étude de composants non réciproques hyperfréquences à base
de matériau magnétique pour des applications en télécommunications*

Soutenue le : 26/06/2025

Devant le Jury composé de :

M ^r ABED Djamel	Professeur	UNIV : 8 Mai 1945 Geulma	Président
M ^r BOUALLEG Ahcene	Professeur	UNIV : 8 Mai 1945 Geulma	Encadrant
M ^r BENATIA Djamel	Professeur	UNIV : de Batna 2	Examineur
M ^r CHAABANE Abdelhalim	Professeur	UNIV : 8 Mai 1945 Guelma	Examineur

Année Universitaire :2024/2025

À mon professeur, Monsieur **Boualleg AHCENE**.

Remerciements

En premier lieu, je souhaite exprimer ma gratitude envers **ALLAH** le tout-puissant pour m'avoir accordé la santé, la volonté, le courage et la patience nécessaires pour mener à bien ma formation et mener à bien cette recherche.

Tout d'abord, je tiens à exprimer ma profonde gratitude envers mon directeur de thèse, Monsieur **Boualleg Ahcene**, professeur à l'Université de Guelma, pour son soutien inconditionnel lors de mes recherches.

Je souhaite exprimer ma profonde gratitude envers madame **EL-bousslemti. R**, professeur en électronique Ecole Nationale Polytechnique d'Oran, pour m'avoir aidé avec ses précieux conseils et idées, et sans elle, mon travail n'aurait pas vu ce jour.,

Je tiens à remercier les jurys pour leur présence, sa lecture attentive de mon travail et ses commentaires lors de cette plaidoirie pour améliorer mon travail.

Je souhaite exprimer ma gratitude envers toutes les personnes qui m'entourent, grâce à leur soutien et leurs encouragements, j'ai pu accomplir ce travail avec succès.

RÉSUMÉ

Les systèmes de communication futurs sont confrontés à deux défis majeurs : réduire la taille des circuits et augmenter les fréquences, ce qui nécessite des niveaux d'intégration élevés et des performances supérieures à moindre coût. Il est crucial de souligner l'importance de la catégorie des dispositifs passifs non réciproques, comme les circulateurs et les isolateurs.

Lorsqu'on travaille dans les bandes de résonance gyromagnétique en appliquant un champ magnétique continu, le matériau devient anisotrope (ferrite), permettant d'obtenir l'effet non réciproque souhaité qui permet la création des composants susmentionnés. Le YIG est un excellent choix pour ces appareils en raison de sa capacité à propager les ondes électromagnétiques de manière asymétrique.

L'objectif du projet est de concevoir un circulateur entièrement passif autour des fréquences de 10 GHz. Afin de réaliser cette tâche nous allons tout d'abord représenter ce composant en utilisant le logiciel HFSS.

La difficulté réside dans la conception du circulateur, car plus la fréquence de travail augmente, plus la fonction de circulation devient complexe à accomplir, plusieurs structures ont été analysées et numérisées afin de mieux représenter le matériau magnétique. La modélisation évaluera la possibilité d'utilisation du composant.

Mot clés : circulateur, isolateur, guide d'onde coplanaire (CPW), non réciproque, paramètres-S, microonde, modélisation, HFSS, résonance gyromagnétique.

ABSTRACT

Future communication systems face two major challenges: reducing circuit size and increasing operating frequencies. These goals demand high levels of integration and superior performance at lower cost. It is crucial to highlight the importance of non-reciprocal passive devices, such as circulators and isolators.

When operating in gyromagnetic resonance bands by applying a constant magnetic field, the material (typically a ferrite) becomes anisotropic, enabling the desired non-reciprocal behavior required to realize the aforementioned components. Yttrium Iron Garnet (YIG) is an excellent candidate for such devices due to its ability to propagate electromagnetic waves asymmetrically.

The objective of this project is to design a fully passive circulator operating around 10 GHz. To achieve this, the component will first be modeled using the HFSS software.

The main challenge lies in the circulator design: as the operating frequency increases, the circulation function becomes increasingly complex to implement, several structures have been analyzed and digitized in order to better represent the magnetic material. The modeling process will evaluate the feasibility of using the component.

Keywords: Circulator, isolator, coplanar waveguide (CPW), non-reciprocity, S-parameters, microwave, modeling, HFSS, gyromagnetic resonance.

المخلص

تواجه أنظمة الاتصالات المستقبلية تحديين رئيسيين: تقليل حجم الدائرة وزيادة الترددات، الأمر الذي يتطلب مستويات عالية من التكامل والأداء المتفوق بتكلفة أقل. ومن الأهم التأكيد على أهمية فئة الأجهزة الخاملة غير المتبادلة، مثل الدوائر والعوازل.

عند العمل في نطاقات الرنين الجير ومغناطيسي من خلال تطبيق مجال مغناطيسي مستمر، تصبح المادة متباينة الخواص (الفريت)، مما يسمح بالحصول على تأثير غير متبادل المطلوب والذي يسمح بتحقيق الأجهزة المذكورة اعلاه. يعتبر الفريت خيارا ممتازا لهذه الاجهزة نظرا لقدرته على نشر الموجات الكهرومغناطيسية بطريقة غير متكافئة.

الهدف من المشروع هو التصميم جهاز دوران حامل حول ترددات 10 جيجا. ومن اجل تنفيذ هذه المهمة، سنقوم أولا بتمثيل هذا المكون باستخدام برنامج المحاكاة hfss .

تكمن الصعوبة في تصميم جهاز الدوران لأنه كلما زاد تردد العمل أصبحت وظيفة جهاز الدوران أكثر تعقيدا وقد تم تحليل العديد من الهياكل وهندستها من اجل تمثيل المادة المغناطيسية بشكل أفضل كما سنقوم بعملية النمذجة بتقييم قابلية استخدام المكون.

الكلمات المفتاحية: جهاز الدوران، جهاز العازل، غير متبادلة، مجال مغناطيسي، برنامج المحاكاة hfss.

Table des matières

Introduction Générale	01
Chapitre I : Généralités sur les matériaux magnétiques	03
I.1 Introduction	04
I.2 Etude magnétique	04
I.2.1 Les origines électroniques du magnétisme	04
I.2.1.1 Le moment orbital	05
I.2.1.2 Le moment de spin	06
I.2.2.3 Le moment magnétique total	06
I.2.2 Température de curie	07
I.3 Les diverses catégories de matériaux	08
I.3.1 Le diamagnétisme	09
I.3.2 Le paramagnétisme	09
I.3.3 Le ferromagnétisme	09
I.3.4 L'antiferromagnétisme	10
I.3.5 Le ferrimagnétisme	10
I.4 Propriétés du ferromagnétisme	11
I.4.1 Domaines de Weiss, parois de Bloch	11
I.4.2 Cycle d'hystérésis	12
I.5 Les ferrites	14
I.5.1 Définition et structure	14
I.5.2 Les diverses catégories de ferrites	15
I.5.2.1 Les spinelles ferrimagnétiques	16
I.5.2.2 Les grenats ferrimagnétiques	17
I.5.2.3 Les hexagonaux ferrimagnétiques	17
I.6 Propagation d'une onde électromagnétique dans les ferrites	18
I.6.1 La résonance gyromagnétique	18
I.6.2 Tenseur de polder	22
I.6.3 La non réciprocité	25
I.7 Le choix du matériau	26
I.7.1 Grenat Yttrium-fer (YIG)	26
I.7.2 Construire des couches magnétiques de YIG	28

I.7.2.1 Analyse du YIG mince	28
I.7.2.2 Etude du YIG massif (Y101)	28
I.8 Conclusion	30
Chapitre II Dispositifs non-réciproques passifs à ferrites	31
II.1 Introduction	32
II.2 Fonctionnement des dispositifs non-réciproques	32
II.3 Isolateur	33
II.3.1 Mécanismes d'action d'un isolateur	33
II.3.2 Isolateur à déplacement de champs	35
II.3.2.1 Isolateur à déplacement de champs en guide d'onde	35
II.3.2.2 Isolateur micro ruban à déplacement de champs	36
II.3.3 Isolateur à rotation de Faraday	37
II.3.4 Isolateur à résonance	39
II.3.4.1 Isolateur triplaques à résonance	39
II.3.4.2 Isolateur coplanaire à résonance	39
II.4 Circulateur	45
II.4.1 Principe d'opération	46
II.4.2 Les différents d'utilisations	49
II.4.3 Circulateur à éléments localisés	52
II.4.4 Les circulateurs à éléments distribués	54
II.4.4.1 Circulateur à guide d'onde	54
II.4.4.2 Circulateur à déplacement de champs	56
II.4.4.3 Circulateur à effet Faraday	57
II.4.4.4 Le circulateur triplaque	58
II.4.4.5 Le circulateur micro ruban	60
II.4.4.6 Le circulateur coplanaire	75
II.5 Conclusion	83
Chapitre III Généralités analytiques d'un circulateur	85
III.1 Introduction	86
III.2 Modélisation analytique du circulateur triplaque à jonction Y	86
III.2.1 Présentation historique	86
III.2.2 Conditions nécessaires pour un circulateur à jonction à bon fonctionnement	93
III.2.2.1 Critères de résonance	94

III.2.2.2 Critères de circulation	95
III.3 Archétype Hexagonal	96
III.4 Évalue les coefficients de réflexion et de transmission	99
III.4.1 Prise en compte les pertes dans les calculs de paramètre S	100
III.5 Etude analytique et numérique d'un circulateur circulaire triplaque YIG	103
III.6 Conclusion	107
Chapitre IV Etude numérique d'un circulateur hexagonal	108
IV.1 Introduction	109
IV.2 Modélisation numérique sous Ansoft HFSS	109
IV.2.1 Circulateur triplaque	110
IV.2.2 Circulateur hexagonal coplanaire	113
IV.2.2.1 Géométrie de la première topologie	115
IV.2.2.1.1 Etude paramétriques du comportement d'un circulateur hexagonale couplé au sommet	120
A) Circulateur à couche de ferrite mince	120
A.1) Changement de la largeur d'accès (W)	120
A.2) Changement la longueur des côtés du conducteur central A_1 et A_2	121
A.3) Changement la longueur des côtés du plans de masse inferieur A_{1g} et A_{2g}	122
A.4) Changement des fentes G_1 et G_2	123
A.5) Changement de la permittivité du diélectrique (ϵ_d)	125
A.6) Changement du facteur de pertes diélectriques du ferrite (tg_δ)	125
A.7) Changement sur le type de la métallisation	126
IV.2.2.1.2 Paramètres S du circulateur optimal à 75 μm de ferrite	127
B) Circulateur à couche de ferrite massive	129
IV.2.2.2 Géométrie de la deuxième	130
IV.2.2.2.1. Etude paramétriques du comportement d'un circulateur hexagonale coplanaire à parois couplé latéralement	132
A) Circulateur à couche de ferrite mince	132
A.1) Changement des fentes G_1 et G_2	132
A.2) Changement la longueur du côté de l'hexagone du conducteur centrale A_1 et $A_2 \dots$	133
IV.2.2.2.2 Paramètres S du circulateur optimal (100 μm)	134
IV.2.2.2.3 Paramètres S du circulateur optimal (75 μm)	136

B) Circulateur à couche de ferrite épaisse (1000 μm)	137
IV.3 Analyse des résultats des conceptions coplanaires	139
IV.4 Conclusion	141
Conclusion générale	143
Références	145
Annexes	151
Encyclopédies symboles	152
Compatibilité entre les systèmes d'unités SI et les CGS	154
Liste des figures	155
Liste des tableaux	161

Introduction générale

Dans tout système de communication sans fil, les éléments non réciproques tels que le circulateur, l'isolateur ou encore le déphaseur non réciproque sont des composants essentiels. Le circulateur, qui a vu le jour après la Seconde Guerre mondiale, a constamment progressé en réponse à l'augmentation continue de la fréquence des appareils électroniques [1].

Au cours des dernières années, l'évolution des systèmes électroniques (informatiques, multimédias, etc.) a conduit à une quête de miniaturisation en raison de la contrainte d'espace et du coût. Cette démarche s'est illustrée par d'importants avancements dans la réduction de la taille des structures. Ce phénomène touche également les systèmes de télécommunications [2].

De plus, au lieu d'utiliser des composants actifs spécifiques à fréquence limitée, on pourrait envisager leur substitution par des composants passifs intégrés, aptes à assurer les mêmes fonctions à des fréquences supérieures [3].

L'objectif de cette étude concerne la faisabilité de composants radiofréquences passives non réciproques (10 GHz et plus) Intégrés dans des films minces, ces composants exploitent des matériaux magnétiques reconnus comme excellentes propriétés en fréquences élevées. Le but est de proposer théoriquement la structure d'un circulateur micro-onde basée sur des modèles théoriques existants. Ensuite, une structure coplanaire tridimensionnelle du circulateur est conçue en exploitant d'un logiciel de simulation électromagnétique 3D (HFSS : High Frequency Structural Simulator), établissant ainsi les règles dimensionnelles.

Ce document est conçu en quatre chapitres.

Dans le premier, est consacré aux matériaux magnétiques. Été proposé leurs propriétés physiques, telles que l'aimantation à saturation, l'anisotropie et leur réaction face à l'excitation électromagnétique des micro-ondes. Plus spécifiquement, à l'occasion de l'exposition du YIG, la technologie de fabrication de la ferrite massive développée par Temex céramique a été exposée de manière succincte.

Le deuxième chapitre présente la dernière technologie de dispositifs passif irréversibles. En particulier, les circulateurs et les isolateurs exploitant les propriétés des matériaux magnétique. Ces matériaux magnétiques quand présence entraîne une absorption non réciproque à la résonance gyromagnétique ou une dissémination non réciproque en raison des phénomènes de déplacement du champ magnétique au-delà de cette zone de résonance. Nous avons rassemblé diverses études trouvées par les chercheurs concernant ces deux dispositifs.

Le troisième chapitre commence par une présentation des procédures de la modélisation analytique du circulateur tri-plaque, elle est ensuite suivie par l'exposition des formules décrivant les champs électromagnétiques dans l'éléments magnétique ; puis les règles de dimensionnement du composant sont établies. Enfin, les réglages S du circulateur sont déterminés à but d'évaluer ses aptitudes. Le modèle de Polder est approprié pour reproduire les réactions de ce matériau à des fréquences extrêmement élevées. Le HFSS a été utilisé pour modéliser numériquement la structure d'un circulateur dans sa topologie triplaque proposée par H. Bosma car il est difficile de la modéliser analytiquement. Ensuite, nous avons introduit la structure de circulation hexagonale proposée analytiquement par J. Helszajin.

Enfin nous avons modélisé numériquement le modèle du circulateur hexagonal triplaque sous Ansoft HFSS, comme il n'y a pas de modèle théorique pour définir les dimensions d'un circulateur coplanaire mais que son fonctionnement est supposé proche de celui d'un circulateur triplaque, les résultats préliminaires pour la structure triplaque sont adaptés à une topologie coplanaire. Afin d'améliorer les rendements du circulateur coplanaire. La mesure de l'impact des variations des paramètres géométriques et des caractéristiques des matériaux sur les paramètres S nécessitera une analyse paramétrique.

Chapitre I

Généralités sur les matériaux magnétiques

I.1 Introduction

L'instauration d'un dispositif circulateur inactif et plus généralement, de dispositifs passifs non réciproques est basée sur l'exploitation des propriétés magnétiques particulières des ferrites [1], il est primordial d'investiguer ce matériel et de élucider leurs propriétés, afin de mieux l'utiliser.

Le dessein de ce chapitre consiste à présenter les principes fondamentaux du ferrimagnétisme autant que les caractéristiques communes des ferrites. En premier, nous faisons rappel aux principes du magnétisme, puis on introduit les multiples catégories de matériaux magnétiques. Enfin, on a examiné les qualités fondamentales de la dissémination des ondes électromagnétiques hyperfréquences dans les matériaux ferrites [2].

I.2 Etude magnétique

La particularité des matériaux ferromagnétiques réside dans leur capacité naturelle à produire une aimantation puissante sans avoir besoin d'un champ magnétique externe. Elle est due à cette synchronisation des moments magnétiques au-dedans du matériau, à la fois au niveau macroscopique et atomique.

À l'échelle microscopique, chaque électron contribue avec son propre moment magnétique, découlant à la fois de son spin intrinsèque et de son mouvement orbital. Contrairement à d'autres matériaux où les moments magnétiques s'annulent mutuellement, dans les matériaux ferromagnétiques, ces moments ne se neutralisent pas complètement, entraînant ainsi une polarisation magnétique globale. En outre, les échanges quantiques entre les moments magnétiques atomiques ont un impact important sur les caractéristiques macroscopiques observées, comme la rémanence et la coercivité [3, 4].

I.2.1 Les origines électroniques du magnétisme

On envisage la situation où un électron orbite autour du noyau d'un atome (I.1).

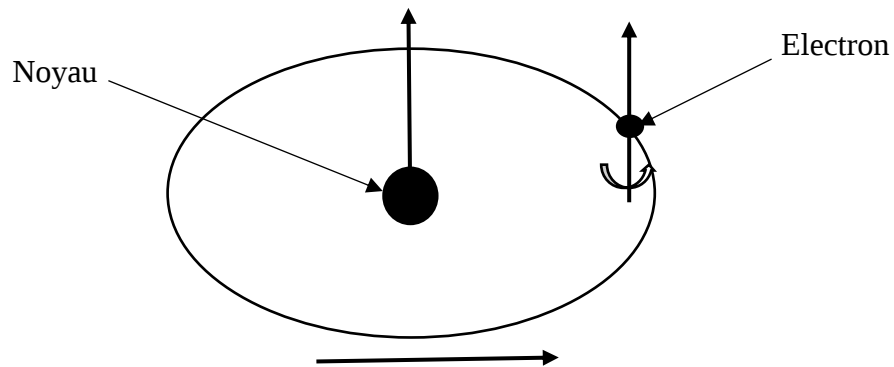


Figure 1.1 : agilité d'électron [2].

De cette base, Deux concepts majeurs éventuellement présentés : le moment orbital[2] et le moment de spin [2].

I.2.1.1 Le moment orbital

L'électron, fourni d'une charge électrique, se déplace en orbite circulaire à une fréquence de rotations par seconde. Ainsi, il peut être considéré comme un courant et se formule comme suit :

$$i = -e * f \quad (\text{I.1})$$

Ce courant, circulant le long de la spire qui coïncide avec l'orbite, induit, conformément à la règle d'Ampère, un moment magnétique :

$$\vec{\mu}_L = \pi r^2 * i * \vec{n} \quad (\text{I.2})$$

Où : $\vec{n}$: normale orientée à la surface de la spire.

r : rayon de l'orbite.

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

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

Où : e : charge de l'électron (-1,607.10-19 C).

m : masse de l'électron (9,107.10-31 kg).

h : constante de Planck (6,62.10-34 J.s).

I.2.1.2 Le moment de spin

Il est mentionné que l'électron, en plus de son mouvement orbital, il possède une propriété intrinsèque appelée spin ($\vec{\mu}_S$), qui se traduit par un moment magnétique distinct. Cette notion, essentiellement quantique, est illustrée par le magnéton de Bohr évoqué supra [6].

I.2.2.3 Le moment magnétique total

en abrégé, la valeur globale du moment magnétique d'un atome est la somme des moments orbitaux et des moments de spin de ses électrons voisins [7]. La loi suivante définit ce rapport :

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

Où J_q s'agit d'un nombre quantique, et le facteur g, appelé facteur de Landé [7], est légèrement supérieur à deux pour les ferrites

En fait, l'idéologie est nettement plus complexe, puisqu'elle tient compte des quatre nombres quantiques accolé à la fonction d'onde de l'électron, soit n, l, m, et s. Toutefois, pour les fins de cette étude, il n'est pas indispensable de se plonger dans les subtilités de la mécanique quantique, les relations mentionnées ci-dessus étant suffisantes [7]

I.2.2 Température de curie

Dans l'immédiat, il est primordial d'introduire la notion de température de Curie (T_c). En analysant la capacité magnétique de différents matériaux, Pierre Curie a mis en évidence plusieurs phénomènes importants (figure I.2) :

- Le diamagnétisme ne varie pas avec la température et reste indépendant de l'intensité du champ. D'autre part, la sensibilité paramagnétique diminue avec l'augmentation de la température[7, 8].
- Les matériaux ferrimagnétiques perdent leurs propriétés magnétiques lorsque la température dépasse une valeur critique (T_c), ce qui les rend paramagnétiques. On observe cette transition à la température de Curie[7, 8].

La température entraîne une augmentation de l'agitation thermique des atomes, ce qui entraîne une mobilité accrue et une stabilité baissée. subséquemment de la température de Curie, dans les matériaux ferrimagnétiques, les alternances des moments magnétiques atomiques sont si fortes que le matériau perd toute structure magnétique structurée, se comportant ainsi comme un matériau paramagnétique sans structure[7, 8].

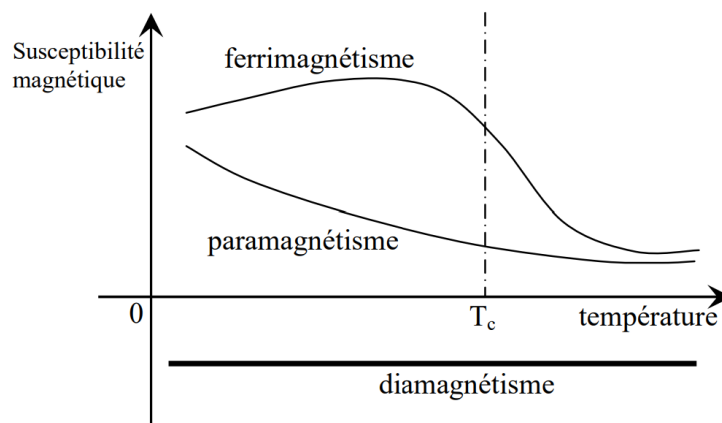


Figure I.2 : Réaction des matériaux en relation avec la température [4].

I.3 Les diverses catégories de matériaux

Les moments magnétiques des atomes dans un matériau sont alignés avec la direction du champ magnétique H , ce qui entraîne la création d'une induction magnétique B .

$$B = \mu_0 * (H + M) = \mu_0 H + J \quad (I.5)$$

L'aimantation du matériau est représentée par M et la densité d'aimantation par J . La densité volumique des moments magnétiques m dans le volume V est indiquée par ces vecteurs.

$$M = \frac{dm}{dv} \quad (I.6)$$

Cette formule s'applique à n'importe quel endroit de l'espace, même à l'extérieur du matériau. Le coefficient de proportionnalité entre l'aimantation M et le champ magnétique externe H est appelé susceptibilité magnétique χ .

$$M = \chi H \quad (I.7)$$

$$\mu_r = 1 + \chi \quad (I.8)$$

$$B = \mu_0 H (1 + \chi) = \mu_0 \mu_r H \quad (I.9)$$

La susceptibilité et la perméabilité relative sont des grandeurs tensorielles. Leur représentation correcte nécessite donc une notation spécifique $\overline{\chi}, \overline{\mu}$. Lors de l'ancien système d'unité internationale (CGS), l'équation [I.5] est exprimée de la manière suivante :

$$B = H + 4\pi * M \quad (I.10)$$

D'après les données du paramètre χ . Les catégories primordiales de matériaux magnétiques sont définies comme suit :

- Diamagnétisme : $\chi < 0$ d'environ de -10^{-6} .
- Paramagnétisme : $\chi > 0$ très éparpillé et plus bas à 10^{-3} .

- Ferromagnétisme : Il y a une aimantation spontanée très importante, $\chi \gg 0$ qui varie avec H.
- Antiferromagnétisme : $\chi \cong 0$ d'environ de 10⁻².
- Ferrimagnétisme : $\chi \gg 0$ d'environ du 100-1000.

Il convient de souligner que les matériaux ferromagnétiques se transforment en paramagnétiques au-dessus d'une température critique donnée. Définie comme température de Curie. Par la suite, nous étudierons de manière plus approfondie ces différents types de matériaux.

I.3.1 Le diamagnétisme

Le diamagnétisme se manifeste lorsque la susceptibilité magnétique (χ) est négative, souvent de manière très faible [1]. Dans la situation d'atome diamagnétique, le moment de spin global est nul ; autrement dit, il y a autant d'électrons qui orbitent dans un sens que d'électrons qui orbitent dans le sens contraire. L'utilisation du champ magnétique entraîne un moment magnétique des orbites électroniques qui est contraire à $\vec{H}_0$. C'est la forme de magnétisme la plus naturelle.

I.3.2 Le paramagnétisme

L'hypersensible magnétique χ est positive et faible pour le paramagnétisme. Les moments magnétiques (provenant d'orbites électroniques ou de spins), initialement orientés de manière aléatoire, s'alignent dans une certaine mesure avec le champ appliqué, cet alignement étant contrecarré par l'agitation thermique [1].

I.3.3 Le ferromagnétisme

L'hypersensible magnétique χ est positive et élevée. En effet, Les matériaux qualifiés de ferromagnétiques comportent des moments magnétiques permanents, généralement attribuables aux spins, similaires aux éléments paramagnétiques [1]. Cependant, la caractéristique distinctive réside dans le fort couplage entre les spins contigus. Dans un matériau ferromagnétique, cette interférence laisse place à un alignement spontané des moments de spin proches. La fusion de deux atomes génère une énergie appelée énergie de fusion qui est proportionnelle à un facteur J appelé intégrale d'échange. La distance interatomique joue un rôle essentiel dans cette variable, et le changement de l'intégrale d'échange par rapport à cette distance permet d'évaluer l'antiferromagnétisme, le

ferromagnétisme et le paramagnétisme (voir figure I.3). Le ferromagnétisme est identifié lorsque les grandeurs de J_e sont positives et élevées.

I.3.4 L'antiferromagnétique

Le fait que des corps antiferromagnétiques existent signifie que le complet d'échange est négatif et élevé. Les moments magnétiques sont alignés de façon équilibrée dans des directions antiparallèles [1]. Cela résulte en une aimantation globalement nulle et une susceptibilité magnétique faiblement positive.

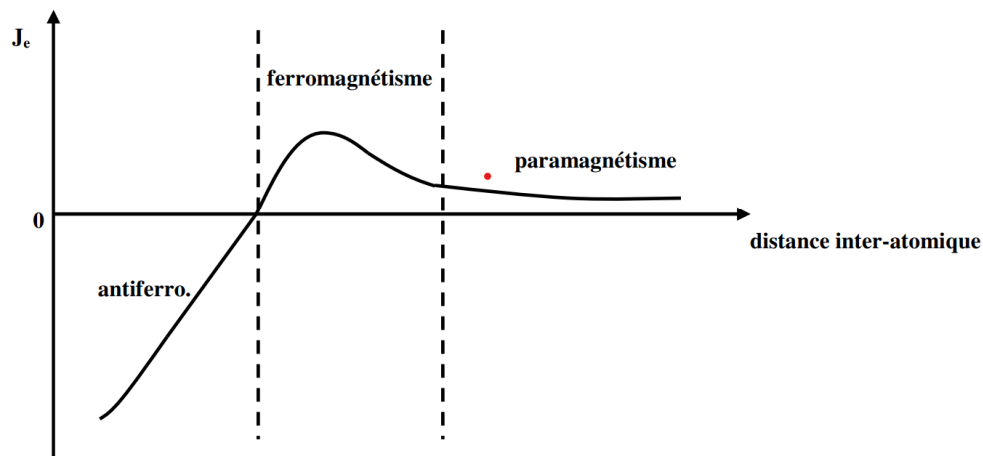


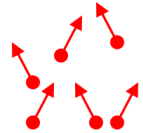
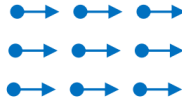
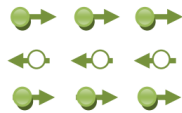
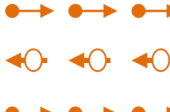
Figure I.3 : évolution de l'intégrale d'échange en fonction de la distance interatomique.

I.3.5 Le Ferrimagnétisme

On observe également l'alignement des moments magnétiques d'un corps ferrimagnétique dans des directions antiparallèles. (Comme pour les corps antiferromagnétiques) mais dans des proportions qui ne sont pas équilibrées de sorte que ces corps présentent une certaine aimantation [1]. Les corps ferromagnétiques, antiferromagnétiques et ferrimagnétiques sont sensibles à la température et leurs propriétés magnétiques peuvent donc être influencées par celle-ci. La stabilité en température du matériau utilisé pour la conception de dispositifs non réciproques est un paramètre à ne pas négliger lorsque ceux-ci sont destinés à des applications de fortes puissances et/ou en milieux contraints.

Le tableau (Tab. I.1) récapitule les caractéristiques essentielles des différents matériaux magnétiques [10, 11].

Avec : C la constante de curie et T_c est la température curie.

Type de matériau	Susceptibilité χ	χ en fonction de température	Exemples	Arrangement des moments et de spins
Diamagnétique	$\cong -10^{-6}$	Indépendante	Cu, Ag, Au	
Paramagnétique	$\cong +10^{-3}$	$\chi = C/T$ (loi de Curie) $\chi = C/(T - T_c)$ (loi de Curie-Weiss)	Na, Al	
Ferromagnétique	Très grande et positive	$\chi \rightarrow \infty$	Fe, Co, Ni	
Antiferromagnétique	Petite et positive	$\chi \propto 1/T$	NiO, MnF ₂	
Ferrimagnétique	Grande et positive	$\chi \rightarrow \infty$	Fe ₂ O ₃	

Tab I.1 : Les caractéristiques principales des divers matériaux magnétiques [10, 11].

I.4 Propriétés du ferromagnétisme

I.4.1 Domaines de Weiss, parois de Bloch

Quand le champ magnétique externe est absent, un élément ferromagnétique affiche une aimantation nulle. Effectivement, la matière se subdivise en ce qu'on appelle des domaines de Weiss (figure I.4). Dans chaque domaine, l'aimantation demeure inchangée, Alors que les directions

magnétiques des divers domaines sont incertaines, ce qui entraîne une résultante statistiquement nulle [9, 12]:

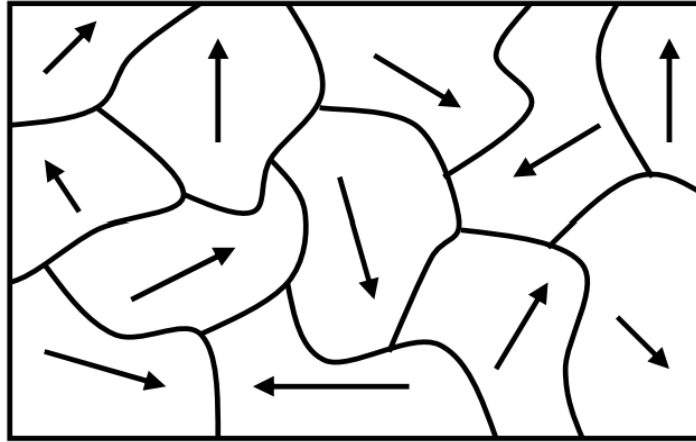


Figure 1.4 : Les domaines de Weiss et les parois de Bloch ne sont pas appliqués [9].

L'aimantation est orientée d'un domaine à l'autre et les liaisons entre ces domaines sont appelées parois de Bloch. Les moments magnétiques se déplacent dans le sens de ce champ magnétique lorsque l'on stimule un champ magnétique externe. Lorsque le champ est assez intense, le matériau s'approche de son état de saturation, ce qui indique que la magnétisation s'approche de la valeur de saturation du matériau, comme le souligne M_s .

I.4.2 Cycle d'hystérésis

Deux caractéristiques essentielles des matériaux ferrimagnétiques sont la courbe d'aimantation initiale et le cycle d'hystérésis, qui sont couramment employés dans de nombreuses applications technologiques. Selon sa définition, Le phénomène de l'hystérésis d'un matériau magnétique souligne la relation entre l'induction magnétique et le champ magnétique exercé [4,7].

$$\vec{B} = \mu_0 * (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 * (1 + \chi) * \vec{H} = \vec{\mu} * \vec{H} \quad (I.11)$$

Il est courant de représenter M par rapport à H . Selon l'angle du champ magnétique appliqué, le cycle d'hystérésis reste identique pour un matériau polycristallin non orienté. En cas d'orientation du matériau, le cycle d'hystérésis dépend de l'orientation du champ magnétique appliqué. La figure I.5 ci-dessous illustre un cycle d'hystérésis pour un matériau aimanté.

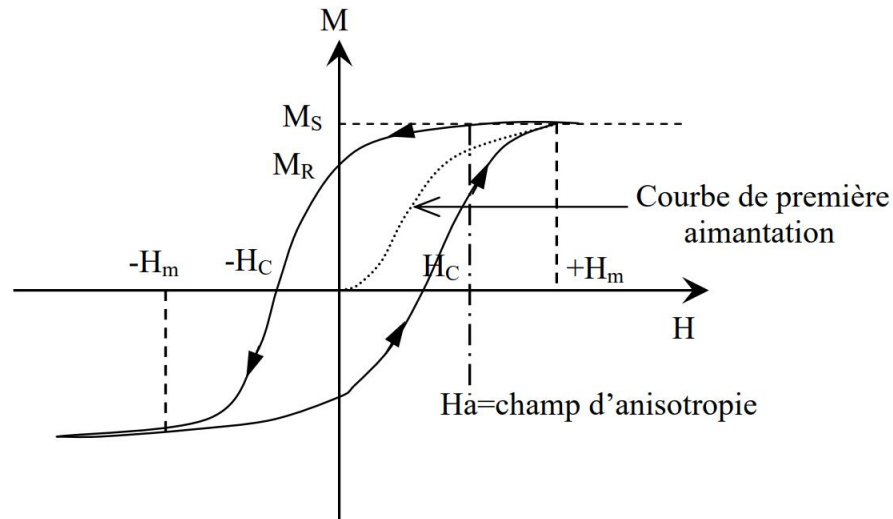


Figure I.5 : Le processus d'hystérésis d'un matériau aimanté [4].

Lors de soumission à un champ magnétique, le matériau subit des changements dans la disposition des domaines magnétiques, avec des déplacements des parois qui les séparent, ce qui induit une variation de l'aimantation. Cette fluctuation est illustrée en pointillés sur la Figure I.5 et est référencée comme la courbe d'aimantation initiale [9, 12]. Cette courbe montre une diminution progressive de sa pente jusqu'à l'annulation. La saturation de l'aimantation (M_s) est atteinte lorsque tous les moments magnétiques sont alignés. La pente initiale de cette courbe est dénommée perméabilité initiale du matériau.

Cette perméabilité initiale μ_i reflète la valeur $\frac{\Delta M}{\Delta H}$ dans l'état démagnétisé [9, 12]. En réalité, la forme de la courbe d'aimantation est largement influencée par la pureté de l'échantillon [9, 12].

La variation de l'aimantation devient irréversible lorsque le champ magnétique oscille entre deux valeurs extrêmes ($-H_m$, $+H_m$) et représente un cycle d'hystérésis [9, 12].

Les moments magnétiques peuvent commencer à s'inverser à partir de la valeur du champ coercitif. Cette caractéristique permet de différencier deux types distincts de matériaux [9, 12].

- Les matériaux à haut champ coercitif (plusieurs centaines de kA/m) sont qualifiés de matériaux durs. Ils sont utilisés dans la production d'aimants permanents et de dispositifs de mémoire. D'autre part, Les matériaux doux sont caractérisés par un faible champ coercitif (quelques A/m) [9, 12].

On peut également évaluer la valeur du champ d'anisotropie en se basant sur le graphique du cycle d'hystérésis (voir Figure 1.5) [9, 12]. Effectivement, cette valeur correspond au champ dans lequel l'aimantation s'aligne avec celui-ci lorsque le matériau se trouve dans une direction difficilement magnétisable [9, 12]. Le champ d'anisotropie représente la capacité à inverser l'aimantation dans un matériau [9, 12]. Cet objet virtuel est lié à une énergie particulière : l'énergie d'anisotropie [9, 12].

I.5 Les ferrites

I.5.1 Définition et structure

Initialement, le concept de "ferrimagnétisme" a été introduit pour décrire l'alignement des spins ferromagnétiques observé dans les ferrites, matériaux présentent une composition granulaire polycristalline où chaque grain est un cristal de ferrite [4, 5, 7].

Ces matériaux se caractérisent par une très faible conductivité, favorisant ainsi les interactions entre la matière et les ondes électromagnétiques. Les ferrites sont des oxydes magnétiques de formule $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{M}_e\text{O}$, où M_e symbolise un métal bivalent tel que Zn, Cd, Fe, Ni, Cu, Co, Mg [4, 5, 7].

Leur structure cristalline ressemble à celle des spinelles, qui sont définis par une formule générale $\text{Al}_2\text{O}_3\text{M}_g\text{O}$. On forme la maille cristalline [4, 5, 7]:

- Les ions oxygène sont arrangés dans une maille cubique à face centrée [4, 5, 7].
- Des particules métalliques se trouvent dans les espaces interstitiels laissés par les ions oxygène. [4, 5, 7].

Les sites interstitiels, créés par les ions O^{2-} , sont classés en deux catégories [4, 5, 7]:

- ✓ Locus A tétraédriques : situés au milieu de quatre ions d'oxygène [4, 5, 7].

- ✓ Locus B octaédriques : avec six ions d'oxygène au centre [4, 5, 7].

Une maille cristalline comprend 32 ions oxygène et 24 ions métalliques. Parmi les 32 ions oxygène, on trouve 96 interstices répartis en 64 sites A et 32 sites B [7]. De plus, les 24 ions métalliques sont répartis entre ces sites selon deux distributions : l'une correspond à la structure spinelle et l'autre à la structure antispinelle, fréquemment rencontrée dans la plupart des ferrites utilisées en hyperfréquences [7]. La complexité des ferrites dépasse celle des cristaux métalliques, car l'intégrale d'échange entre deux ions métalliques dans une structure ferrite doit tenir compte de leur interaction avec les ions oxygène qui les séparent (théorie du super-échange). La figure I.6 offre une représentation schématique de la structure cristalline des ferrites.

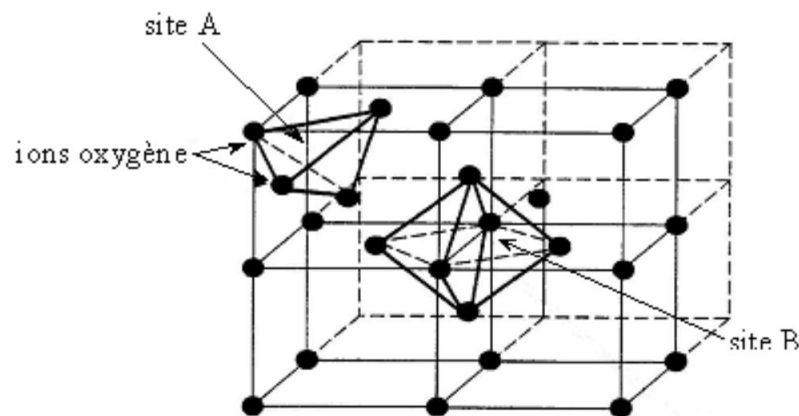


Figure I.6 : Structure des ferrites en cristal [7].

I.5.2 Les diverses catégories de ferrites

Les ferrites peuvent être regroupés en trois catégories (spinelle, grenat, hexaferrite) selon leurs structures cristallines qui déterminent leurs propriétés magnétiques distinctes [1].

Le tableau ci-dessous présente les principaux matériaux utilisés aux hyperfréquences (Tab I.2).

La composition chimique ainsi que l'arrangement cristallin de la ferrite sont choisies en fonction de l'application visée.

Spinelles	(Mg-Zn) Fe ₂ O ₄ , (Mn-Zn) Fe ₂ O ₄ , (Ni-Zn) Fe ₂ O ₄ , Li _{0.5} Fe _{2.5} O ₄
Hexaferrites	Type M : BaFe ₁₂ O ₁₉ et substitués (axe facile) ; type Y, Z (plan facile)
Grenats	YIG : Y ₃ Fe ₅ O ₁₂ , YIG substitué (Ga, Al, Cr, In, Sc) et YIG substitué par des terres rares (La, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Yb, Lu)

Tab I.2 :

principaux matériaux utilisés aux hyperfréquences [13]

I.5.2.1 Les spinelles ferrimagnétiques

Ceux-ci sont des matériaux artificiels qui sont fabriqués en substituant les atomes de fer par d'autres atomes tels que le nitre, le manganèse, le zinc, le magnésium, le lithium, etc., dans la composition de la magnétite [13].

En général, les spinelles se distinguent par leur perméabilité statique élevée et leur magnétisation à saturation élevée. On peut atteindre une magnétisation à saturation de 5000 Gauss [13]. Pour ces matériaux, il est nécessaire d'établir un compromis entre une perméabilité statique élevée et une forte résistivité. Par ailleurs, plus fréquemment, La partie irréelle de la perméabilité connaît une augmentation significative des pertes : c'est la limite de Snoek qui est influencée par la composition de la ferrite spinelle [13].

Il existe des substitutions spécifiques pour modifier les propriétés magnétiques des ferrites [14]. Ajouter, par exemple, de l'aluminium réduit la magnétisation, ajouter du cobalt réduit l'anisotropie, ajouter du manganèse réduit la tangente de pertes diélectriques, etc. Les spinelles peuvent être utilisés entre 3 et 30 GHz. Le choix du composé spinelle à employer est notamment conditionné par la fréquence d'utilisation et le niveau de puissance à transmettre (spinelle de type NiFe₂O₄ pour les

fortes puissances). Les lois d'applications des spinelles se trouvent dans les dispositifs à composants inductifs linéaires.

I.5.2.2 Les grenats ferrimagnétiques

Bien que les spinelles soient très largement utilisés comme matériaux micro-ondes, les grenats présentent de plus faibles pertes et sont préférentiellement utilisés dans de nombreuses applications [14]. En revanche, les grenats sont plus sensibles aux contraintes magnétostrictives que les spinelles.

Les grenats ferrimagnétiques sont extrêmement variés en raison des nombreux remplacements possibles dans $R_3Fe_5O_{12}$ est la formule de base, où R est une terre rare ou l'yttrium. Le grenat de fer et d'yttrium, également appelé YIG (Yttrium Iron Garnet), a interprété un rôle important depuis sa découverte en 1956 [13]. Ce matériau revêt une importance particulière dans le domaine de la fréquence de 1 à 10 GHz en raison de sa faible capacité d'amortissement [13]. En raison de son faible amortissement, ce qui conduit à des raies de résonance ferromagnétique très étroites ($\Delta H \approx 0.1$ Gauss à 10 GHz).

Cette caractéristique donne au YIG plusieurs applications dans des dispositifs comme les filtres ou les oscillateurs [13]. De plus, l'introduction d'ions de terres rares peut améliorer l'efficacité de transmission de puissance des grenats [1].

I.5.2.3 Les hexagonaux ferrimagnétiques

Les hexaferrites tirent leur nom de leur cristallisation dans le système hexagonal. Cette configuration confère à ces matériaux des propriétés d'anisotropie magnétocristalline qui les différencient des spinelles et des grenats. Quatre phases sont identifiées pour les hexaferrites : M, Z, Y et W, qui se différencient tout en même temps par sa composition et son organisation des hexaferrites, déterminant ainsi leurs comportements anisotropes (plan facile, axe facile) [13]. Grâce à leur anisotropie intrinsèque très élevée, les hexaferrites sont auto-polarisés ; autrement dit, ce sont des matériaux à aimantation permanente qui ne requièrent pas de polarisation externe [14]. Les ferrites hexagonaux, distincts des spinelles et des grenats par leur forte coercivité, ils sont fréquemment employés comme attracteur constant. Néanmoins, leur largeur de résonance à mi-hauteur et leur coefficient d'amortissement sont considérablement plus élevés que ceux du YIG. Les

hexaferrites sont de bons isolants avec des pertes diélectriques très faibles. L'exigence de la magnétisation en fonction de la température est plutôt faible, ce qui leur garantit une bonne stabilité.

Plus précisément, La composition chimique de l'hexaferrite de baryum est $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, est considérée comme un matériau de type M en raison de sa structure cristalline similaire à celle de la magnétoplombite. L'aimantation à saturation du BaM diminue de manière quasi linéaire sur une large plage de températures [1].

La valeur de l'aimantation atteint 4800 Gauss à une température de 20°C. L'hexaferrite de baryum présente un point de Curie de 450°C et un champ d'anisotropie de 1,7T [1]. Les propriétés telles que l'aimantation à saturation, l'anisotropie et le point de Curie peuvent être modifiées par la substitution d'autres ions dans la structure M. Par exemple, la substitution d'ions Al^{+3} , Ga^{+3} ou Cr^{+3} permet d'améliorer la magnétisation et l'anisotropie du BaM [14].

I.6 Propagation d'une onde électromagnétique dans les ferrites

Les propriétés figées des ferrites sont utilisées dans la création de dispositifs hyperfréquences. Lorsque les ondes électromagnétiques traversent un matériau ferrite polycristallin, leur comportement est considérablement altéré par l'état d'aimantation du matériau. Le phénomène de précession gyromagnétique est étroitement lié à l'interférence entre l'onde électromagnétique et le ferrite magnétisé [15].

I.6.1 La résonance gyromagnétique

En règle générale, les ferrites sont utilisées dans un spectre électromagnétique compacté situé entre 100 MHz et 100 GHz. Au niveau de ces fréquences, la résonance gyromagnétique joue un rôle essentiel [16]. Cet aspect confère au matériau la capacité de réagir contrairement à une onde électromagnétique en fonction de sa polarisation, et il permet également de classer les dispositifs en deux catégories distinctes.

- Fonctionnent hors résonance comme circulateur
- On peut les utiliser à la résonance comme les filtres ou certains isolateurs [16].

Afin de saisir comment les ferrites réagissent dans le contexte des hyperfréquences, Il est crucial d'examiner le comportement d'un électron individuel à des fréquences élevées. C'est une ferrite ellipsoïdale magnétisée à saturation par un champ magnétique statique de Hz appliqué le long de l'axe de facile aimantation (voir figure I.7) [16]. À l'intérieur du matériau, le champ est aligné dans la même direction, avec une intensité déterminée par (relation simplifiée) :

$$H_i = H_0 + N_z M_s \quad (\text{I.12})$$

L'intensité du champ est donnée par $H = H_z - N \cdot M_s$; où M_s désigne l'aimantation à saturation [16], Alors que N (avec N_x, N_y, N_z) il diffère en fonction de la composition de l'échantillon. Les données fournies dans le Tableau I.3 sont des illustrations géométriques spécifiques. Le coefficient du champ démagnétisant le long de l'axe O_z est représenté par N_z en ce qui concerne une couche magnétique mince polarisée perpendiculairement à sa surface , l'élément de démagnétisation peut être approximé de manière adéquate par $N_z = 1$ et $N_x = N_y$, On considère approximativement que les deux premiers termes sont négligeables, Car il est supposé que le matériau est entièrement saturé, comme le montrent les simulations effectuées avec HFSS [6]. Les éléments du tenseur de Polder, appliqués à un matériau doux tel que le ferrite, peuvent être formulés de la manière suivante : (YIG : Grenat de Fer et d'Yttrium) a les qualités suivantes :

$$H_0 = 398 \text{ kA/m}, \mu_0 M_s = 175 \text{ mT}, N_z = 1, \Delta H = 1,5 \text{ kA/m (20 Oe)} [6].$$

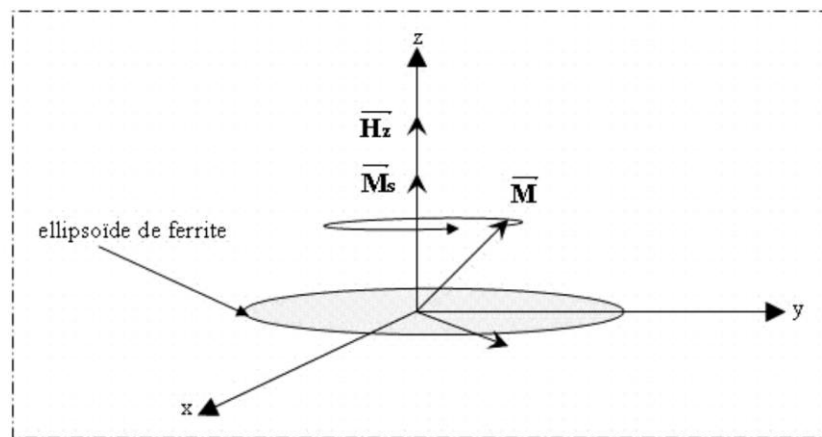
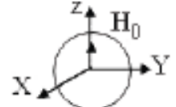
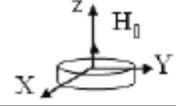
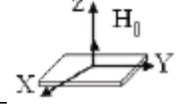
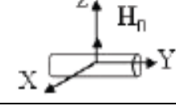


Figure I.7 : Précession de l'aimantation autour de l'axe du champ magnétique [16]

	N_x	N_y	N_z	Forme
Échantillon sphérique	1/3	1/3	1/3	
Disque infiniment mince	0	0	1	
Plaquette infiniment mince	0	0	1	
Cylindre mince	1/2	0	1/2	

Tab I.3 : Coefficient de champ démagnétisant pour les diverses formes géométriques [6].

On applique au champ H_0 un locus magnétique hyperfréquence $\vec{h}(he^{j\omega t})$ de façon perpendiculaire ($h \ll H_z$). Par conséquent, il se produit un contour interne hyperfréquent h_i dans le matériau, ce qui entraîne une déviation de l'aimantation M de l'axe Oz sous l'influence de ce champ [6] :

$$\vec{M}_s = \chi * (\vec{H}_i + \vec{h}_i) \quad (I.13)$$

Dans cette expression (I.13) χ dénote la sensibilité magnétique de l'élément. Par ailleurs, en utilisant le principe du moment cinétique, on a :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \wedge \vec{H}_i + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \wedge \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (I.14)$$

Le facteur gyromagnétique γ , le champ magnétique statique interne du matériau H_i , et l'aimantation à saturation M_s sont les termes utilisés [6]. L'expression (Eq. I.14) illustre déroulement du vecteur d'aimantation, il est composé d'un terme intrinsèque au mouvement et d'un terme associé à l'amortissement α , qui est directement lié à la largeur à mi-hauteur ΔH_{eff} ou largeur de résonance, selon la relation suivante [6]:

$$\alpha = \frac{\gamma \Delta H_{eff}}{2f_r} \quad (I.15)$$

Il faut noter que f_r correspond à la fréquence de résonance du matériau. Lorsqu'on évalue le tenseur de perméabilité en utilisant le modèle de Polder [6], il est essentiel d'utiliser cette relation. [6]. eu égard à les recherches de Nicolas [17], En dehors de la résonance, ΔH_{eff} n'est pas affecté par le champ de polarisation statique, Notamment dans le cas de champs élevés, qui entraînent la saturation du matériau étudié [6]. D'après le matériau employé et la fréquence de fonctionnement correspondante du dispositif hyperfréquence. On optera pour ΔH ou ΔH_{eff} (figure I-8) afin de caractériser les dilapidations du matériau.

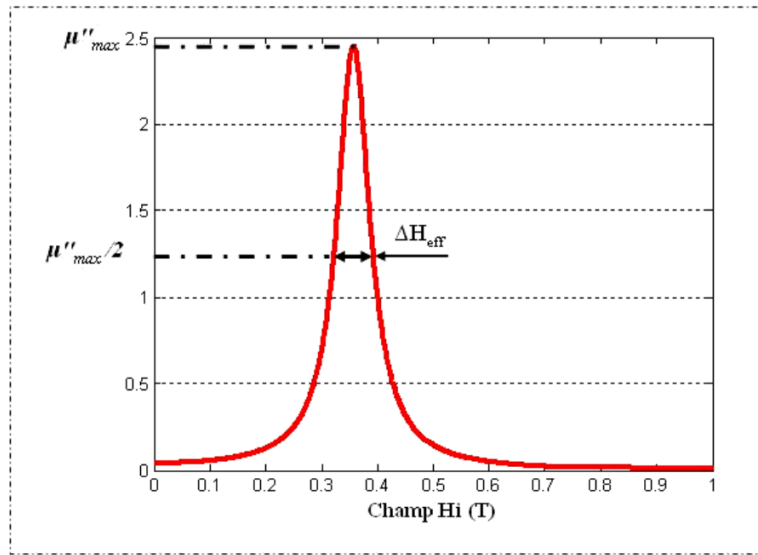


Figure I.8 : Largeur à mi-hauteur de la raie gyromagnétique [16]

Lorsque le moment magnétique $\vec{m}$ des spins électroniques précède autour de l'axe du champ magnétique interne H_i [16]. Lorsqu'un champ magnétique constant est appliqué, l induit une précession continue et libre, caractérisée par une fréquence de rotation [16].

$$w_r = w_i = \gamma \mu_0 H_i \quad (I.16)$$

Le mouvement de précession continue lorsque le champ magnétique est orthogonal au champ polarisant, car l'aimantation cherche à s'aligner sur un champ magnétique total en rotation. L'atteinte de la condition $w_r = w_i$ entraîne une augmentation significative de l'amplitude du mouvement de précession, ce qui entraîne des pertes importantes. On appelle ce phénomène la résonance gyromagnétique [16].

I.6.2 Tenseur de polder

Plusieurs prototypes tensoriels furent suggérés comme solution à but d'élucidée l'équation (I.3) et enseigné le processus d'amortissement. Quant aux ferrites saturés, l'équation de mouvement du moment (I.3) implique une perméabilité tensorielle antisymétrique, connue sous le nom de tenseur de Polder [19]. Ce dernier se présente sous la forme suivante (en prenant en considération l'orientation définie dans la figure I.7) :

$$\overline{\overline{\mu}}_r = \begin{bmatrix} \mu_r & +j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{I.17})$$

Où

$$\mu_r = \bar{\mu} - j\bar{\mu} = 1 + \frac{(w_r + j\alpha w)w_m}{(w_r + j\alpha w)^2} \quad (\text{I.18})$$

$$\kappa = \bar{\kappa} - j\bar{\kappa} = \frac{ww_m}{(w_r + j\alpha w)^2 - w^2} \quad (\text{I.19})$$

Avec :

$$w_m = \gamma\mu_0 M_s \quad (\text{I.20})$$

$$w_r = \gamma\mu_0 H_i \quad (\text{I.21})$$

De cette manière, il est possible de repérer et d'exprimer les paramètres réels et imaginaires [16, 18].

$$\bar{\mu} = 1 + \frac{w_r w_m (w_r^2 - w(1 - \alpha^2))}{(w_r^2 - w^2(1 + \alpha^2))^2 + 4\alpha^2 w_r^2 w^2} \quad (\text{I. 22})$$

$$\bar{\bar{\mu}} = \frac{\alpha w w_m (w_r^2 + w^2(1 - \alpha^2))}{(w_r^2 - w^2(1 + \alpha^2))^2 + 4\alpha^2 w_r^2 w^2} \quad (\text{I. 23})$$

$$\bar{\kappa} = \frac{w w_m (w_r^2 + w^2(1 + \alpha^2))}{(w_r^2 - w^2(1 + \alpha^2))^2 + 4\alpha^2 w_r^2 w^2} \quad (\text{I. 24})$$

$$\bar{\bar{\kappa}} = \frac{2\alpha w^2 w_r w_m}{((w_r^2 - w^2(1 + \alpha^2))^2 + 4\alpha^2 w_r^2 w^2)} \quad (\text{I. 25})$$

Les éléments constitutifs du tenseur de Polder (fraction véridiques et fictifs) représentée [16, 18] :

- La fréquence est liée à un champ constant (voir Figure I.9 (a, b)).
- Relation entre le champ interne et la fréquence constante. Illustration I.9 (c, d).

Pour illustrer, prenons en compte les configurations suivantes :

$$\mu_0 M_s = 175 \text{ mT}, f = 10 \text{ GHz}, \alpha = 0,017.$$

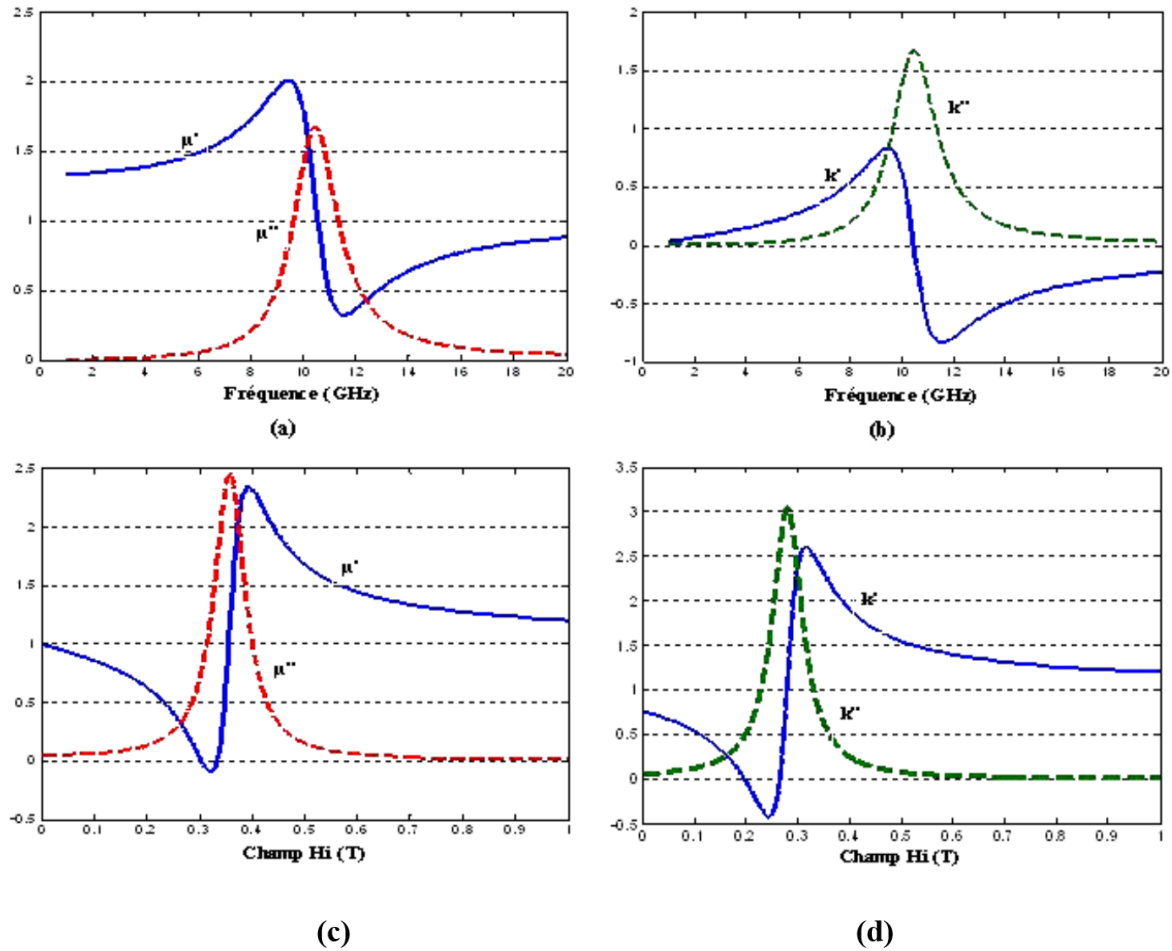


Figure I.9 : Résonance gyromagnétique des éléments de tenseur de polder [16].

Les ferrites saturées peuvent être correctement décrites à l'aide du tenseur de Polder. Toutefois, afin de déterminer la perméabilité tensorielle réelle d'un environnement non saturé, En théorie, il serait préférable de fournir une équation de Gilbert pour chaque domaine de Weiss [16]. Par la suite, Il serait nécessaire d'appliquer les conditions de continuité aux interfaces entre les différents domaines afin de résoudre cette équation. Cependant, il est difficile d'évaluer les caractéristiques géométriques des domaines de Weiss, telles que leur forme, leur taille et leur orientation, d'autant plus qu'elles varient considérablement en fonction de l'intensité du champ statique appliqué. Il est extrêmement difficile de calculer de manière précise la perméabilité tensorielle des milieux non saturés en raison de la variété des configurations possibles des domaines magnétiques et de leur dynamique sous l'effet d'un champ statique.

Les modèles actuels de tenseur de perméabilité des ferrites non saturés reposent sur des hypothèses simplificatrices. Certains adoptent une approche statistique qui néglige les interactions dynamiques entre les domaines, tandis que d'autres se limitent à une configuration de domaine particulièrement simplifiée [16].

I.6.3 La non réciprocity

Des ferrites sont fréquemment intégrées dans des circuits passifs non réciproques. Cela implique, par définition, que le signal n'est pas amplifié (sans modification de fréquence), et que les caractéristiques du circuit sont déterminées par le sens d'insertion du circuit dans un dispositif micro-onde [16]. L'attitude entier du système est influencée par l'orientation de propagation de l'onde et son vecteur d'onde, s'il est constant. [16]. Cette caractéristique reste largement utilisée dans les systèmes irréversibles classiques. Afin d'approfondir notre compréhension du phénomène de non-réciprocité observé dans les circulateurs à jonction Y et d'autres structures hyperfréquences similaires, nous pouvons prendre l'exemple d'une ligne coplanaire à base de ferrite [16].

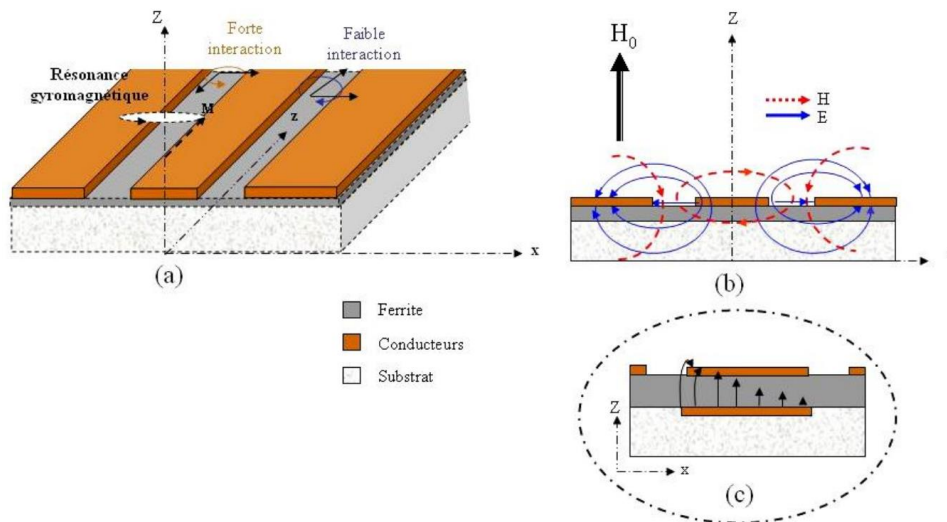


Figure I.10 : Interaction entre la polarisation du champ interne et celle du moment magnétique, (a) Configuration d'une ligne coplanaire comportant une couche de ferrite, (b) Illustration de la configuration électromagnétique, (c) Schéma du Cœur du circulateur [16].

En un milieu composé de ferrite orienté verticalement, les ondes électromagnétique RF adopte une polarisation elliptique gauche, suivant ainsi le mouvement de précession gyromagnétique. Ceci entraîne une interaction significative de l'onde ferrite. Inversement, dans cette configuration, Le champ magnétique évolue en direction opposée à la précession gyromagnétique, Cela diminue son contact avec le matériau (voir Figure I.10 (a)). Cependant, l'action du circulateur ne repose pas sur la résonance gyromagnétique, mais sur le mouvement de champ [20].

✓ **Phénomène de déplacement de champ**

L'évolution du champ magnétique est inverse de la précession gyromagnétique, ce qui diminue son interaction avec le matériau (cf. Figure I.10(a)) [6]. Cependant, le circulateur ne fonctionne pas grâce à la résonance gyromagnétique, mais grâce au déplacement de champ [20]. Ce phénomène est également perceptible dans une ligne utilisant la technologie microruban lorsqu'une aimantation verticale est appliquée [6]. L'anisotropie du matériau magnétique introduit une asymétrie dans la structure, favorisant ainsi le déplacement de champ [6].

La circulation dans cette configuration est causée par l'organisation du plan de masse au sein du circulateur et par la présence de ferrite dans cette zone (Figure I.10(c)). Le plan conducteur qui se trouve sous la couche de ferrite joue le rôle d'interface électromagnétique. En traversant le matériau ferrimagnétique, l'onde plane se répartit en une onde polarisée circulairement gauche et une onde polarisée circulairement droite. Elles interagissent positivement sur un chemin, ce qui facilite la transmission du signal, et négativement sur l'autre chemin, ce qui l'isolait [6].

Au phénomène de précession ou de résonance gyromagnétique, l'interaction entre une onde électromagnétique et le ferrite magnétisé à travers lequel elle se propage est étroitement liée [6].

I.7 Le choix du matériau

I.7.1 Grenat Yttrium-fer (YIG)

Le **YIG** reste hautement prisé dans les domaines des hautes fréquences due à ces facultés remarquables [8]. Avec une résistivité approximative de $10^{-2} \Omega.m$, il offre un milieu de dissémination optimal pour les fréquences électromagnétiques, ce qui en fait un choix privilégié dans les dispositifs hyperfréquences tels que les radiocommunications et les radars, sous forme de matériau

polycristallin [8] . En plus de ses performances dans la bande X en termes de fréquence, Le YIG offre l'avantage d'une structure cristalline exceptionnellement stable, avec d'excellentes propriétés en matière de pertes magnétiques et diélectrique [8].

Le grenat d'yttrium fer présente une stabilité remarquable, tant sur le plan chimique que thermal, en raison de sa maille cristalline très symétrique et de sa compacité [8] , qui diminue la probabilité d'apparition de défauts tels que les insertions ou les lacunes. On peut observer cela à travers des caractéristiques comme une tangente de pertes diélectriques proche de 10⁻⁴ à 10 GHz et une largeur de raie des pertes magnétiques (ΔH) de quelques oersteds [8].

En raison de ses performances remarquables dans le domaine des hyperfréquences, le grenat d'yttrium fer est une option privilégiée pour les applications radiofréquences [8]. De plus, sa fabrication industrielle est réalisable par l'exploitation de méthodes conventionnelles pour la production de céramiques massives polycristallines [8].

En effet, cette stabilité chimique, bien qu'utile, présente aussi des inconvénients. La fabrication du grenat d'yttrium fer exige des traitements à températures extrêmement élevées, avoisinant les 1500°C. Il est essentiel de maintenir ces niveaux de chaleur afin de favoriser la formation de la phase cristalline souhaitée et de densifier le matériau. L'utilisation de cette énergie thermique est nécessaire pour obtenir des performances optimales en termes de qualité cristallographique, de microstructure et de densité [8].

Par ailleurs, le grenat d'yttrium fer doit sa popularité à sa grande adaptabilité et à sa polyvalence dans divers domaines d'application. Cette flexibilité découle des multiples substitutions possibles qui permettent de personnaliser ses propriétés. Par exemple, L'aimantation à saturation, un paramètre essentiel, peut être ajustée en fonction de la fréquence de fonctionnement souhaitée. De la même manière, afin d'optimiser ses performances dans ce domaine, il peut parfois être requis d'intégrer des ions relaxants dans la structure afin de supporter des niveaux de puissance élevés [8].

Le principal désavantage de ce matériau réside donc dans sa température de fabrication extrêmement élevée. Pour pallier cette contrainte, une alternative a été envisagée : l'utilisation d'un autre matériau de structure grenat, conservant les propriétés ferromagnétiques essentielles mais remplaçant l'yttrium par du bismuth [8].

I.7.2 Construire des couches magnétiques de YIG

I.7.2.1 Analyse du YIG mince

Afin de simplifier l'incorporation des isolateurs [15], les recherches en laboratoire portent depuis plusieurs années sur les couches minces, dans le but de remplacer les ferrites massives. La création de ces couches minces magnétiques peut être effectuée à l'aide de diverses techniques, chimiques ou physiques, en forme liquéfiée ou sous vacuum, et ainsi de suite. Ces couches minces peuvent être déposées selon diverses techniques, qu'elles soient chimiques ou physiques, en milieu liquide ou sous vide. Par exemple, la vaporisation chimique est une méthode couramment utilisée pour ce type de dépôt [21], l'ablation laser et la pulvérisation cathodique à radiofréquence [11].

I.7.2.2 Etude du YIG massif (Y101)

Ce matériau, issu de l'entreprise TEMEX [15], est exposé sous format de pastilles rectangulaires pesant environ quinze grammes chacune ces pastilles ont été soumises à un processus d'usinage et de polissage d'environ dix minutes afin de réduire leur rugosité. Ensuite, ces spécimens ont été analysés en utilisant diverses techniques de caractérisation.

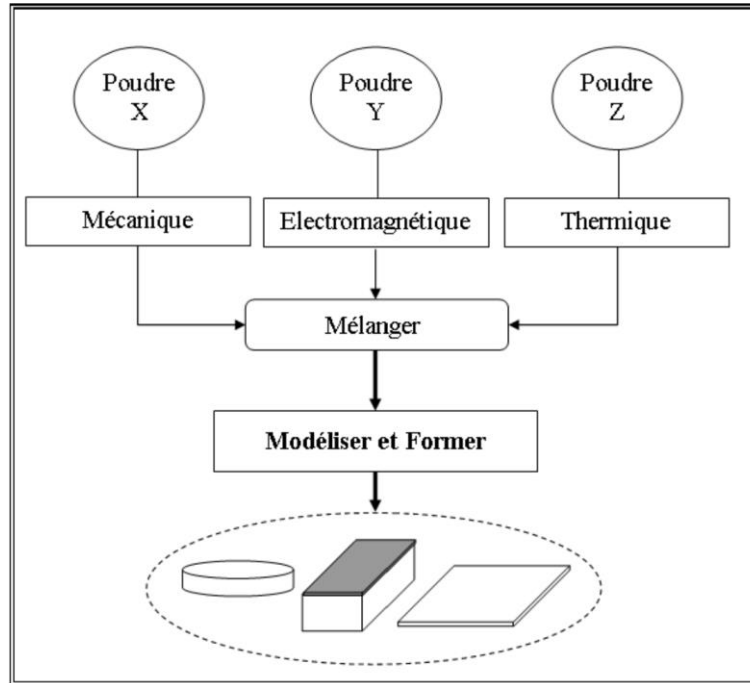


Figure I.11 : Procédure de formulation de couches massive [15].

La ferrite grenat (Y101) est utilisée comme matériau ferrimagnétique. Pour produire ce genre de matériau, il est nécessaire de presser de la poudre (voir. figure I.11) [15], qui comprend le mélange de trois types de poudres [15].

Le diffractogramme de la ferrite massif, acquis à l'aide d'un diffractomètre à rayons X, est illustré sur la figure I.12 [15]. Ce spectre de diffraction a été enregistré à partir d'un échantillon d'une épaisseur de 1 mm dérivé de Temex [15]. Selon les conclusions de l'analyse par diffraction des rayons X, les couches cristallisent de façon uniforme avec la phase attendue : La phase M du YIG présente des sommets correspondant à la position du YIG telle qu'elle est indexée sur les fiches JCPDS n° 43-0507 [15].

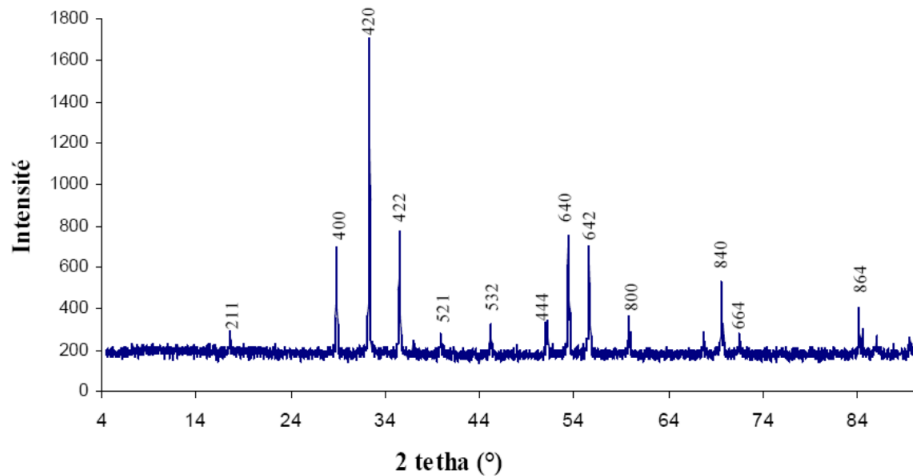


Figure I.12 : Diagramme de diffraction du ferrite de YIG massif [15].

I.8 Conclusion

Ce chapitre a abordé les matériaux magnétiques sous différentes formes, mettant en lumière leurs propriétés et leurs catégories distinctes. Dans le domaine des hyperfréquences ces matériaux sont essentiels dans l'emploi des dispositifs non réciproques. Les différentes formes de ferrites, en particulier les grenats de fer, ont bénéficié d'une attention particulière, car leur moment magnétique subit une précession qui peut être expliquée par l'application d'un champ hyperfréquence. Au sein de la ferrite, la particularité de ce champ réside dans un tenseur de perméabilité qui est étroitement lié à la sensibilité magnétique. Les processus de diffusion non réciproque sont encouragés par la résonance magnéto-rotationnelle lorsque la fréquence du champ micro-onde est proche de la fréquence de précession. Suivie d'une brève présentation de YIG qui est utilisé pour créer des circulateurs coplanaires car il s'agit d'un matériau légèrement saturé pour fonctionner en bande X. Le modèle polder est donc suffisant pour modéliser le comportement de ce matériau aux micro-ondes.

Chapitre II

Dispositifs non-réciproques passifs à ferrites

II.1 Introduction

Il s'agit du phénomène irréversible de la ferrite dans les micro-ondes, qui contrôle le fonctionnement de mécanismes tels que les isolateurs et les circulateurs irréversibles. Le YIG joue un rôle crucial dans le développement de ces dispositifs, que ce soit lorsqu'ils sont utilisés par des couches minces ou massives. Dans cette section, les diverses technologies du circulateur existantes ou en cours de développement ont été exposées.

II.2 Fonctionnement des dispositifs non-réciproques

Les qualités électromagnétiques des ferrites trouvent leur application dans la conception de dispositifs hyperfréquences. Quand une onde se dissipe à travers un élément ferrite, sa réponse est étroitement liée à l'état d'aimantation du matériau. Puisque les ferrites sont des diélectriques, leur résistivité électrique est incluse entre 10^6 et $10^{10} \Omega.m$, faisant d'en un bon isolant, et les ondes haute fréquence peuvent s'y dissiper [15].

Le phénomène de précession gyromagnétique exerce une influence sur la réaction entre une onde électromagnétique et le matériau ferrimagnétique à travers lequel elle se propage. Dans un matériau magnétique aimanté, les moments magnétiques peuvent avoir un mouvement de précession (Larmor) et interagir avec une onde électromagnétique suivant sa polarisation [15]. Si l'onde présente une polarisation circulaire droite ou gauche et que sa fréquence est adjacente à l'onde de précession de Larmor, alors le matériau pourra absorber fortement ou non l'onde le traversant. aussi nommée résonance gyromagnétique [19].

De la même manière, en ce qui concerne le mouvement des champs, qui survient lorsque les champs sont hyperfréquences. Ces ondes sont transportées par le ferrite dans la structure de propagation, en étant perpendiculaires à la direction de propagation [22]. Cela entraîne une variété de répartition des champs dans le matériau [22]. On utilise habituellement cette activité en dehors de la bande de résonance gyromagnétique.

Lorsqu'une onde TEM entre dans une ferrite aimantée dans la même direction que l'onde TEM, la rotation de Faraday [22] est constituée de deux ondes circulaires, l'une gauche et l'autre droite. L'une de ces ondes, qui présente une polarisation circulaire, suit la direction de la gyro-résonance, ce qui provoque une réaction importante entre l'onde et le matériau [22]. En revanche, l'autre onde évolue

en direction inverse de la gyrorésonance, ce qui entraîne une interaction plus faible entre l'onde et la matière. Grâce à cette propriété, une rotation dans le plan de polarisation de l'onde TEM initiale peut être observée [22].

Les deux principales familles de configuration non réciproque, les circulateurs et les isolateurs, seront présentées ci-dessous, avec leur fonctionnement basé sur divers effets [22] :

- Faraday effet.
- Résonance gyromagnétique.
- Manifeste de déplacement de champ.

II.3 Isolateur

Les isolateurs font partie du groupe des dispositifs passifs non réciproques qui exploitent les caractéristiques magnétiques des ferrites. On les intègre dans les systèmes micro-ondes afin d'éviter toute perturbation due aux ondes réfléchies sur d'autres appareils, comme des générateurs [16]. Ils sont également employés pour l'isolation entre différents étages d'amplification. Il convient de noter que les circulateurs peuvent être configurés pour fonctionner comme des isolateurs. [16].

II.3.1 Mécanismes d'action d'un isolateur

La figure (II.1) montre comment un isolateur hyperfréquence fonctionne [23], dont la fonction est de autorise la désamination d'onde électromagnétique dans une direction tout en la bloquant dans l'autre. Les systèmes de communication utilisent fréquemment ce composant afin d'éviter la formation d'échos lors des transmissions et confirmer la protection des éléments sensibles d'une ligne de transmission contre les réflexions susceptibles de les endommager [23].

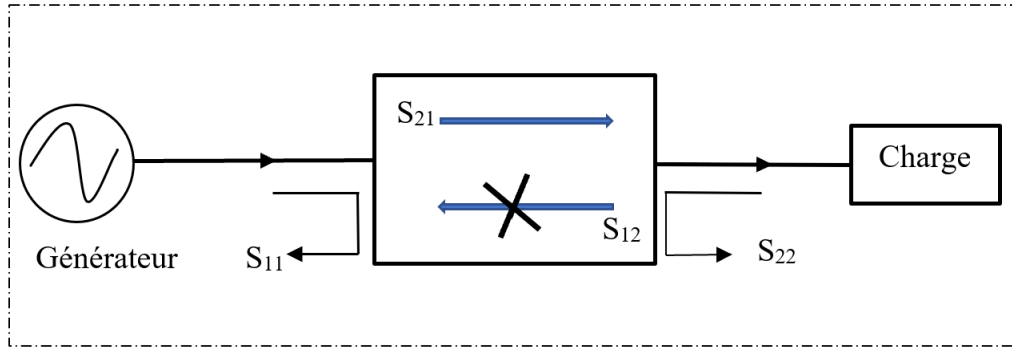


Figure II.1 : Schématisation du concept d'un isolateur [23].

Ces quadripôles se distinguent par matrice de répartition S_{ij} qui est comme suit :

$$S_{ij} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \quad (\text{II.1})$$

Il convient de noter que le coefficient de transmission est le facteur S_{21} , tandis que le coefficient d'isolation est le facteur S_{12} . Les paramètres S_{11} et S_{22} sont les coefficients de réflexion pour les ports 1 et 2 respectivement.

L'isolateur optimal est un outil permettant la dissémination de l'énergie dans un sens tout en la prohibant dans l'autre. Ainsi, sa matrice S est la suivante :

$$S = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ e^{j\varphi} & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.2})$$

Où Dans ce cas, φ représente le retard par rapport à la transmission d'un port vers le suivant.

De façon similaire, plusieurs genres d'isolateurs existent, fonctionnant sur des concepts distincts tels que la rotation de Faraday, la résonance, le mouvement de champ ou l'onde superficielles électromagnétique. En général, ces isolateurs sont fabriqués à l'aide de guide d'onde ou de technologie planaire, en fonction des différentes applications et des besoins en puissance [16].

II.3.2 Isolateur à déplacement de champs

Les ferrites sont utilisées dans la construction de guides pour la conception de dispositifs tels que les isolateurs en raison de leurs propriétés d'anisotropie et de dissipation non réciproques [16]. Un phénomène intéressant à exploiter est le mouvement de champ. Afin d'illustrer ce concept, prenons l'exemple d'un guide d'onde rectangulaire pourvu en partie de diélectrique (voir figure II.2) [16]. Si une lame magnétique, formée d'un matériau isotrope, est mis centralement dans guide, la configuration est symétrique vis à vis de son centre. En conséquence, les champs à l'intérieur du guide adhèrent à cette symétrie. Cependant, quand la ferrite positionnée central devient polarisée on le nomme anisotrope. Il induit un mouvement non réciproque de l'énergie. Il induit un mouvement non réciproque de l'énergie. Ainsi, En fonction de la direction de propagation le long de l'axe z , le champ est déplacé vers la droite ou la gauche du guide, que ce soit positif ou négatif. (voir figure II.2) [16].

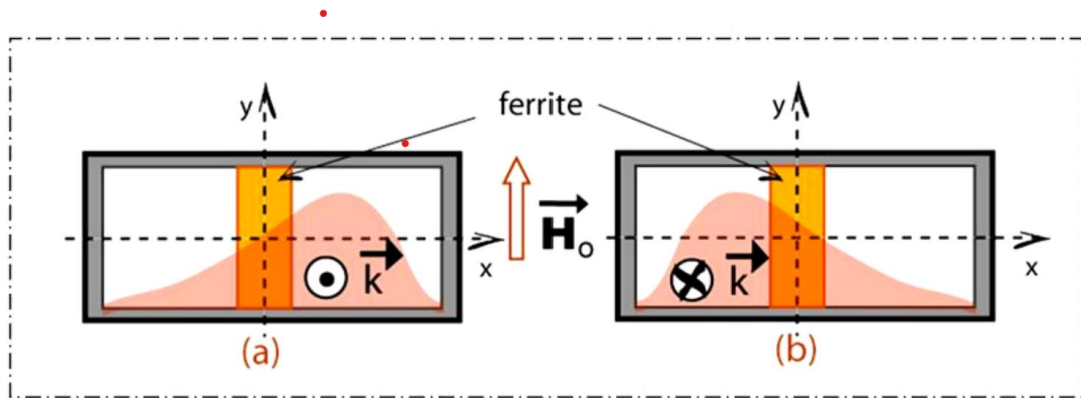


Figure II.2 : Dissémination non réciproque et déplacement de champ. (a) propagation selon $z > 0$.
(b) propagation selon $z < 0$ [16].

II.3.2.1 Isolateur à déplacement de champs en guide d'onde

La configuration différente est présentée où une partie de ferrite est placée dans un guide d'onde rectangulaire (voir figure II.3). Dans cette disposition, la plaquette de ferrite est décalée par rapport au centre et elle est recouverte par un matériau absorbant, comme illustré dans la figure ci-dessous. Cette configuration crée une asymétrie dans l'ensemble du système. La répartition du champ d'énergie transverse en partie xOy n'est pas sinusoïdale lorsque le matériau est polarisé [16],

Cependant, cela est influencée par l'orientation de propagation et l'accumulation d'énergie électromagnétique, qui varie à l'intérieur de la ferrite en raison de sa permittivité élevée [24]. De plus, la perméabilité de la ferrite change selon la direction de propagation à l'intérieur du guide. Ces types d'isolateurs marche efficacement avec des aimants de faible poids. Leur utilisation peut être nécessaire en hyperfréquence, notamment en raison du champ de polarisation H_0 , qui n'est pas obligée d'atteindre le champ de résonance pour assurer leur fonctionnement [24].

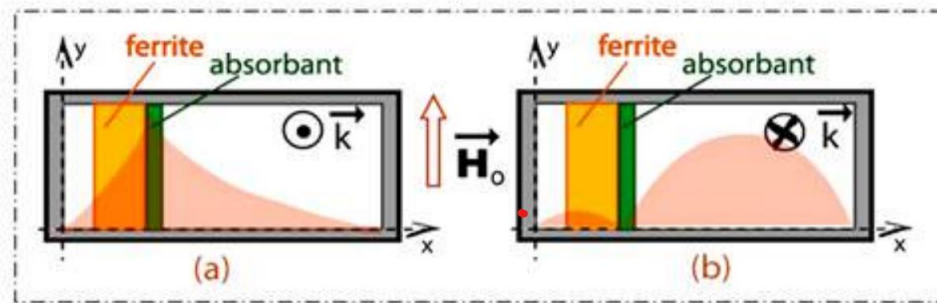


Figure II.3 : Isolateur à mouvement de champ en guide d'onde rectangulaire [16]

II.3.2.2 Isolateur micro ruban à déplacement de champs

Le principe opérationnel de l'isolateur décrit par Hines (1971) [26] se base sur une altération transversale de la distribution des champs magnétiques par rapport à la direction de propagation à travers un matériau ferrimagnétique [25]. Si la ligne est large, l'énergie hyperfréquence est principalement concentrée sur un côté de la ligne.

De manière analogue, Ce déplacement du champ reste constant pour les deux orientations de propagation, assurant ainsi que l'énergie maximale est toujours concentrée du même côté en ce qui concerne la direction de la propagation. Il convient de souligner que toute retournement du champ polarisant entraîne également une inversion du déplacement de champ. Pour une ligne micro ruban avec un substrat en ferrite aimanté et un ruban conducteur supérieur de grande largeur, un matériau absorbant est ajouté sur l'un des côtés de la structure (figure II.4). La nature anisotrope du substrat en ferrite aimanté entraîne un déplacement de champ : L'énergie la plus intense est située à gauche dans le sens 1 vers 2 et à droite dans le sens inverse (figure II.4(a)). Ce circuit serait parfaitement réciproque si un matériau absorbant n'était placé de manière dissymétrique. Les énergies sont principalement

réduites dans la direction 1 vers 2 (sens bloqué) et une petite partie dans la direction opposée (sens passant) [25]. En utilisant un ferrite Trans-Tech G113, on a réussi à obtenir une isolation de 40 dB et des pertes d'insertion inférieures à 1 dB dans une plage de fréquences allant de 1 GHz à 8 GHz [25]. Ce ferrite mesurait 0,635 mm d'épaisseur [25], 25,4 mm de longueur [25] et 12,7 mm de largeur [25]. Il présentait les propriétés suivantes : $r = 15$ et $4\pi MS = 1780$ Gauss. L'absorbant utilisé était une feuille de mylar métallisée [25].

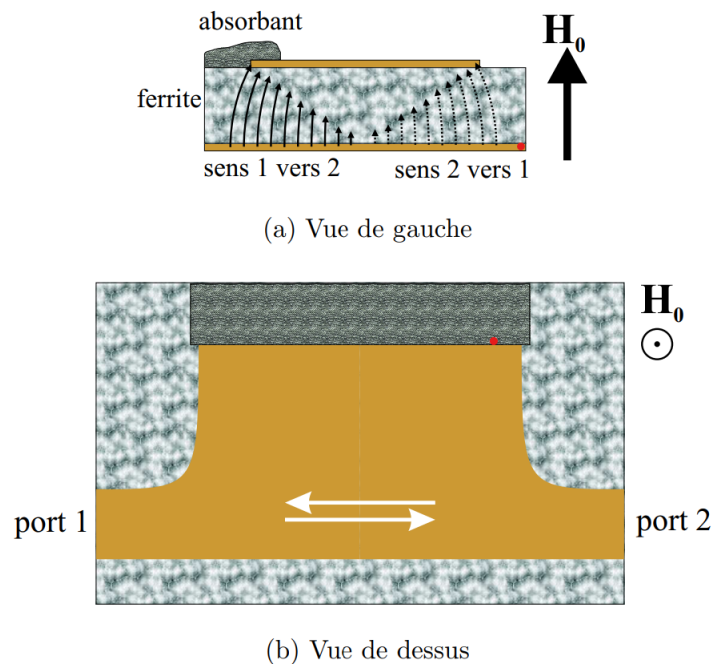


Figure II.4 : Isolateur micro ruban à déplacement de champ [25].

II.3.3 Isolateur à rotation de Faraday

Comme le montre la figure II.5, la structure est constituée d'un guide d'ondes circulaire, fonctionnant en mode TE_{11} , avec deux transitions graduelles reliées à deux guides d'ondes rectangulaires, fonctionnant en mode TE_{10} [27]. De la même manière, un cylindre de ferrite maintient le guide circulaire en position axiale sous l'influence d'un champ magnétique longitudinal H [27]. La longueur du cylindre de ferrite est choisie de façon à ce qu'il fasse une rotation de Faraday de 45° pendant son passage. Alors que, dans le sens de la rotation, les plans E des deux guides rectangulaires forment un angle de 45° entre eux [27].

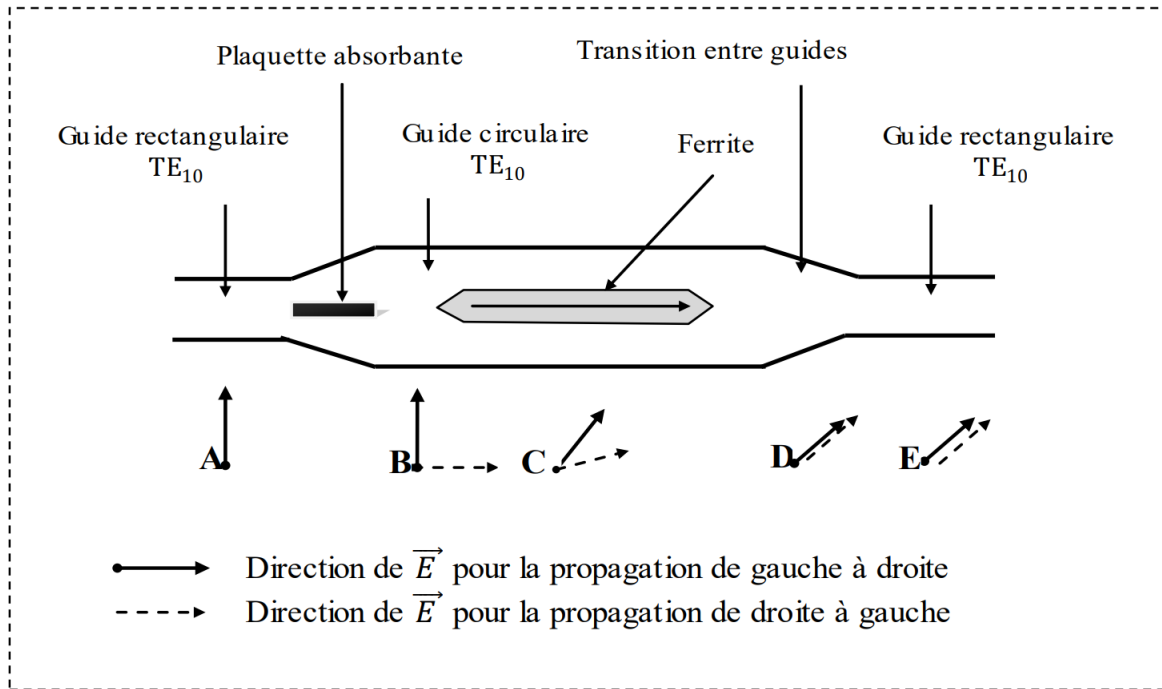


Figure II.5 : Isolateur à effet Faraday [2]

Dans les sections A, B, C, D, E de cet isolateur, la polarisation du champ se transforme de la manière suivante $\vec{E}$: si le champ du mode TE₁₀ est vertical en A, le champ $\vec{E}$ du mode TE₁₁ est vertical en B [2]. Une fois traversé par la ferrite, il est tourné de 45° (par exemple, dans le sens horaire) en D, devenant ainsi perpendiculaire aux grands côtés du guide de sortie[2]. En ce qui concerne le sens de propagation opposé, cela entraîne le maintien de l'unité de l'isolation[2].

La polarisation du champ $\vec{E}$ en E et en D est la même que celle en D [2]. Quand il traverse la ferrite, il est toujours rotationné de 45° dans le même sens précédent, devenant ainsi horizontal dans B[2]. Il ne peut, dans cette configuration, se propager en A dans le guide rectangulaire, car il est parallèle à ses grands côtés[2]. La présence d'une plaque absorbante horizontale dans la transition d'entrée augmente encore l'atténuation de l'onde dans le sens inverse, tout en ayant très peu d'impact sur celle-ci dans le sens direct[2]. Un tel isolateur offre une perte d'insertion inférieure à 0,5 dB sur une bande de fréquence étroite et un isolement d'environ quarante dB [2].

II.3.4 Isolateur à résonance

II.3.4.1 Isolateur triplaques à résonance

La structure résonante de l'isolateur triplaques est constituée de deux plans de masse métalliques sous forme de plaques, placés aux extrémités du composant. Entre ces deux plans de masse, deux tiges de ferrite sont situées au point d'ellipticité maximale, généralement d'un côté du substrat d'alumine. Un conducteur métallique central laissant passer les signaux est situé entre les deux bandes et intégré au substrat en oxyde d'aluminium. La magnétisation de la tige de ferrite produit des effets irréversibles. Cela fournit environ 30 dB d'isolation dans la gamme de fréquences de 2,4 à 3,6 GHz avec une intensité de champ de 180 mT [28].

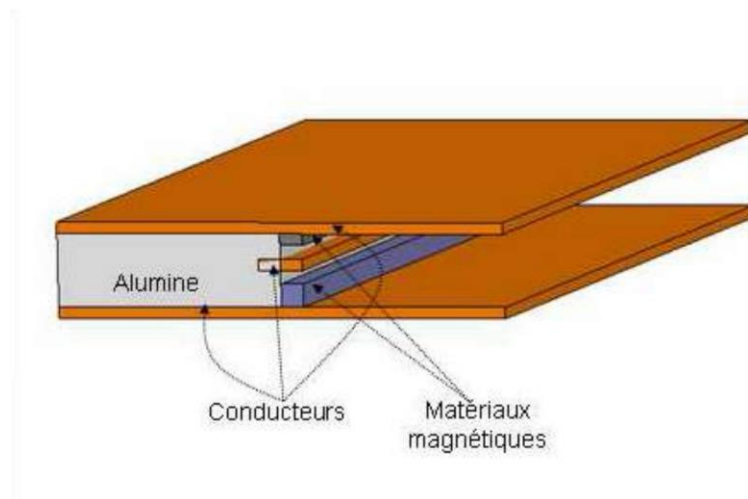


Figure II.6 : Isolateur triplaques à résonance [24].

II.3.4.2 Isolateur coplanaire à résonance

Le laboratoire DIOM a développé un isolateur coplanaire résonant qui repose sur une étude de faisabilité réalisée par C. P. Wen en 1969 [29]. Une nouvelle ligne de transmission, appelée ligne coplanaire, est suggérée dans cette étude pour simplifier la connexion aux circuits externes (voir figure II.7) [15]. La particularité de l'isolateur de Wen est l'utilisation d'un bas volume de composant magnétique, et une mise en œuvre relativement simple. Il réussissait à réduire les chutes d'insertion à moins de 2 dB et à isoler 37 dB à 6 GHz [15].

En 1999, B. Bayard [25] a suggéré utiliser des poudres et des liquides magnétiques pour remplacer les barreaux et ainsi placer le matériau en petites quantités dans les fentes de la ligne coplanaire. Celles-ci sont constituées d'une part de particules nanométriques de magnétite (Fe_3O_4) en suspension dans du butanol ou de particules de ferrite de manganèse (MnFe_2O_2) en suspension dans du phtalate de dibutyle, et d'autre part de poudres magnétiques micrométriques de maghémite, l'hexaferrite Baryum et YIG substitués. Un effet non réciproque a été obtenu pour la configuration décrite ci-dessus (figure II.7) et les données sont représenté dans la figure II.8.

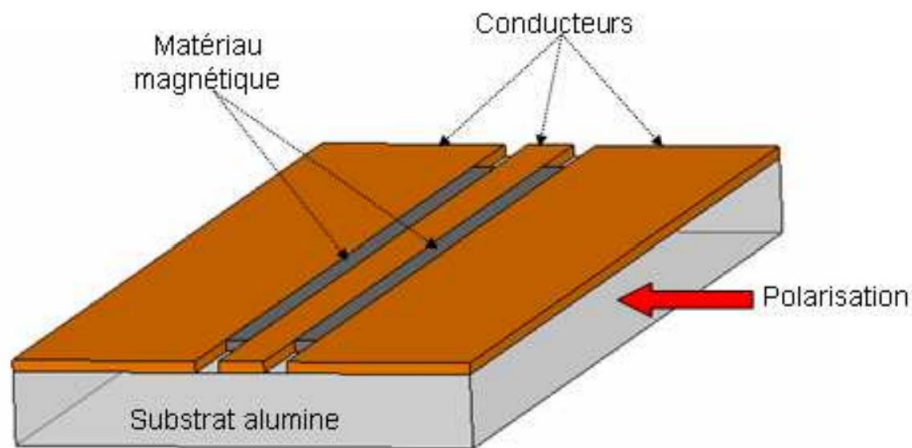


Figure II.7: Isolateur coplanaire à résonance avec des barreaux de ferrite proposé par Bayard [25].

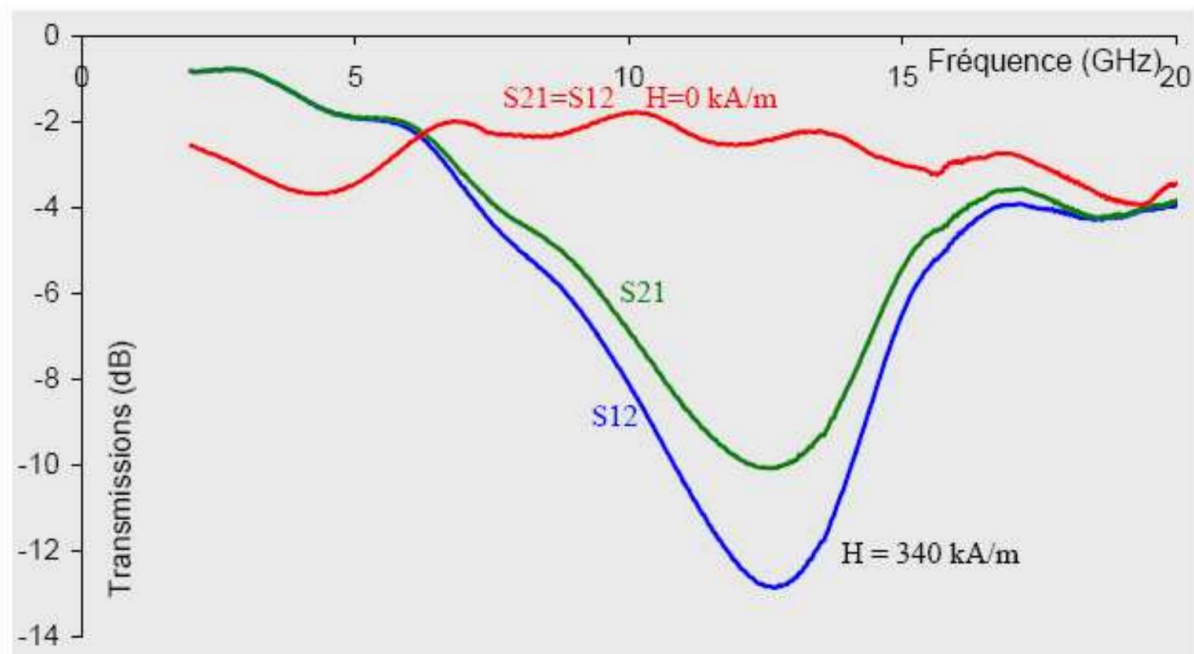


Figure II.8 : Paramètres de transmission obtenus grâce à B. Bayard [25].

La configuration n'a pas produit un effet non réciproque significatif en raison des importantes pertes d'insertion d'environ 10 dB, pour une isolation d'environ 13 dB. D'autres chercheurs tels que S. Capraro [30] et T. Rouiller [31] ont donc poursuivi les études dans le même laboratoire, concernant ce composant, en positionnant une couche entière de ferrite sous les lignes conductrices [24].

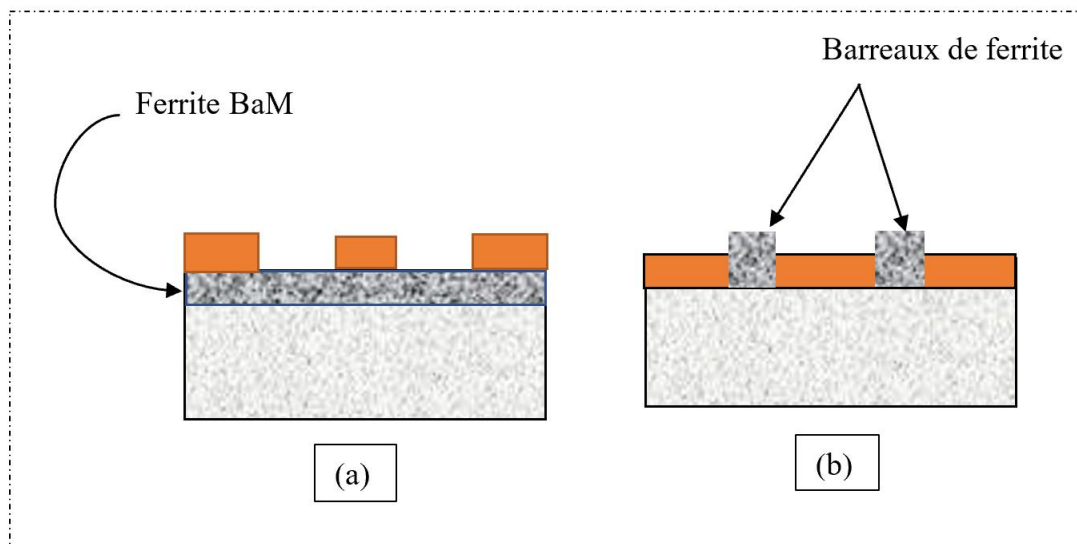


Figure II.9: Isolateur coplanaire (a) : à substrat de ferrite, (b) : à barreaux de ferrite [24].

La représentation graphique suivante illustre une légère amélioration, avec une différence d'effet non réciproque de 7 dB, une isolation de 25 dB et des pertes d'insertion de 18 dB à 50 GHz (pour le BaM) [24].

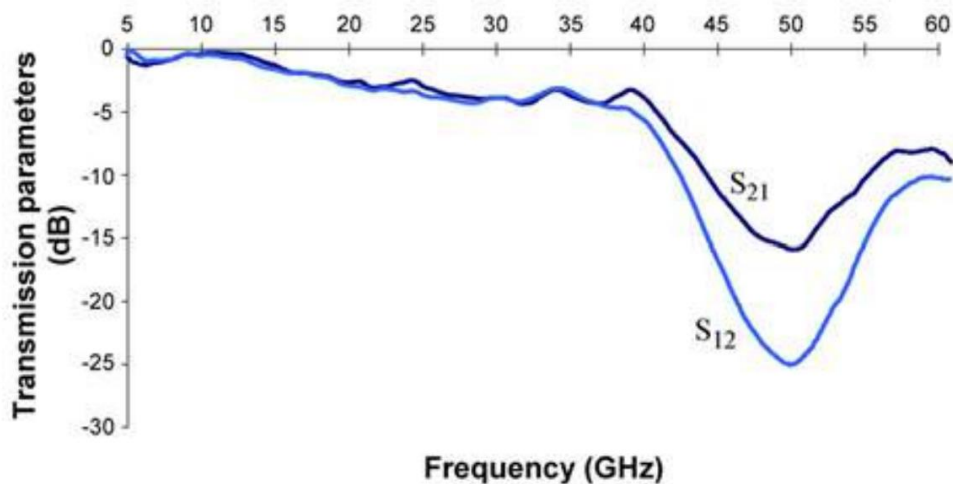


Figure II.10: Performance de la structure proposée par S. Capraro [30].

Le laboratoire a apporté des modifications à la structure par S. Kirouane en 2010. L'architecture est composée de trois bandes métalliques en cuivre, dont l'un des plans de masse supérieur est perforé, ce qui donne naissance à une ligne coplanaire asymétrique.

D'un autre côté, les deux ports d'accès présentent une symétrie due aux exigences de mesure et aux ports d'excitation pour la simulation. L'impédance, Afin de prévenir toute déformation causée par la variation de la largeur. Ainsi, cette zone permet de diminuer les réflexions de l'onde électromagnétique et de progressivement ajuster l'impédance spécifique des deux ports d'accès symétriques à l'impédance de l'asymétrie [24].

Au sein du plan de masse supérieur, on intègre un plan de masse sous la couche magnétique du côté où la fente est présente, afin de générer un guide d'onde secondaire de type micro-ruban [24].

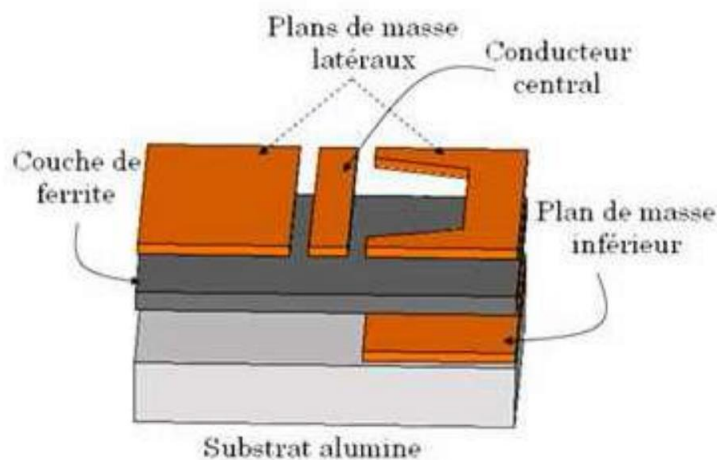


Figure II.11: Conformation de l'isolateur coplanaire asymétrique, S. Kirouane [32].

Ce dispositif asymétrique exploite le principe du déplacement de champ et fait appel aux ondes magnétostatiques. Les données de mesurage (voir Figure II.11) ont démontré une isolation d'environ 16,5 dB vers 10,5 GHz avec des pertes d'insertion d'environ 1,5 dB. Selon les prédictions de la physique des couches magnétiques, la résonance gyromagnétique se trouve à environ 8 GHz. Les

ondes magnétostatiques qui sont responsables de l'effet d'isolation apparaissent entre 10 et 14 GHz [24].

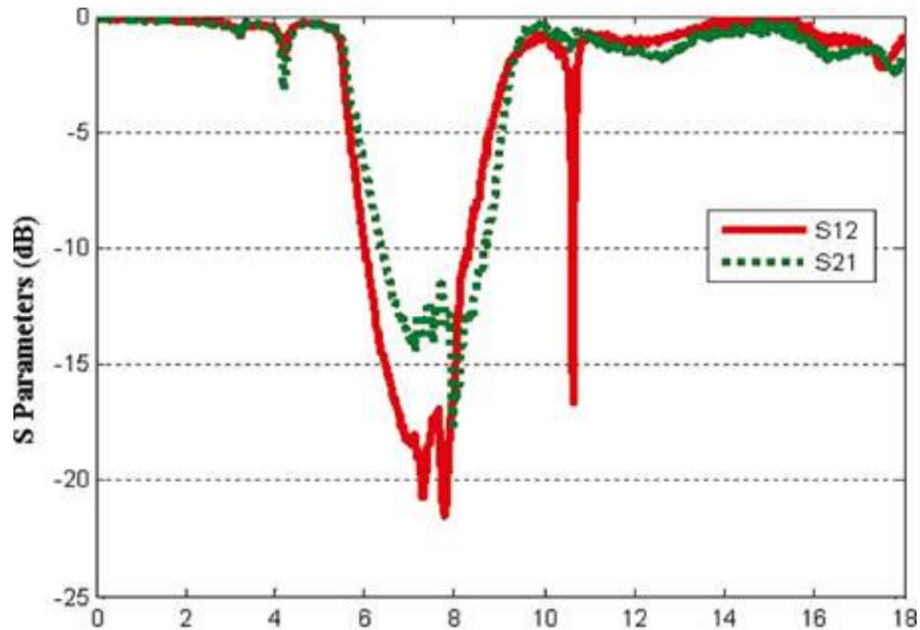


Figure II.12 : Performance d'un isolateur coplanaire asymétrique, S.Kirouane [32].

La même structure de S.kiroune a été modifiée au laboratoire de Hubert Curien par Ouzer Nabil ADAM en 2016 [24], qui a présenté un isolateur coplanaire à deux fentes. Cet isolateur a des propriétés identiques que l'isolation à fente de S. Kirouane, à la différence qu'il comporte deux fentes sur le plan de masse supérieur (voir figure II.13).

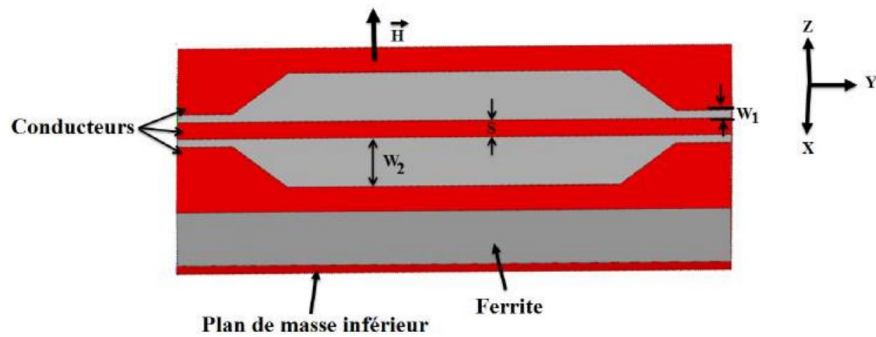


Figure II.13 : Isolateur deux fentes [24].

La figure ci-dessous figure II.14 illustre les performances de la structure proposée par Ouzer Nabil ADAM en fonction du changement en largeur de fente avec un champs appliqué $H_0=245\text{mt}$. Les résultats ont montré une isolation de 29.5dB autour de 10 GHz.

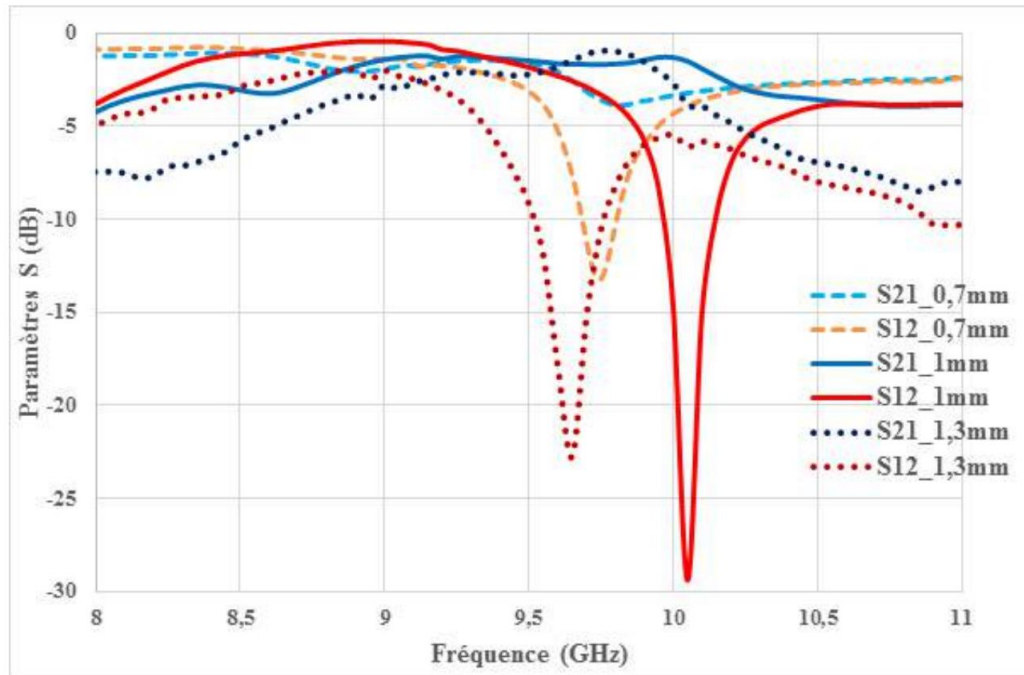


Figure II.14 : Les performance d'un isolateur coplanaire, Ouzer Nabil ADAM [24].

II.4 Circulateur

Les circulateurs sont une catégorie de dispositifs passifs non réciproques qui exploitent les caractéristiques magnétiques des ferrites [23] .

La popularité des circulateurs en Y dans les applications micro-ondes réside dans leur simplicité, leur faible congestion et leur coût de fabrication relativement modéré [23].

II.4.1 Principe d'opération

Le circulateur passif est un composant non réciproque à trois ports d'accès ou plus. Sa fonction est de transmettre des signaux dans un sens, l'orientation de la circulation, et de bloquer les signaux dans le sens opposé. De cette manière, Une onde provenant du port 1 est transmise vers le port 2 [1], tandis que le troisième port est isolé. Un signal provenant du port 2 est transmis au port 3 et le premier port est isolé. Finalement, une onde qui entre dans le port 3 est étendue vers le port 1, tandis que le port 2 est isolé [1].

L'insigne du circulateur passif à trois ports est donné ci-dessous figure II.15.

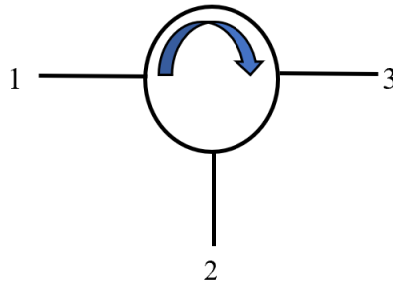


Figure II.15 : symbole du circulateur à trois ports.

Pour réaliser un circulateur avec plus de trois ports d'accès, une première solution consiste à en associer plusieurs [1] comme ceci est proposé ci-dessous figure II.16.

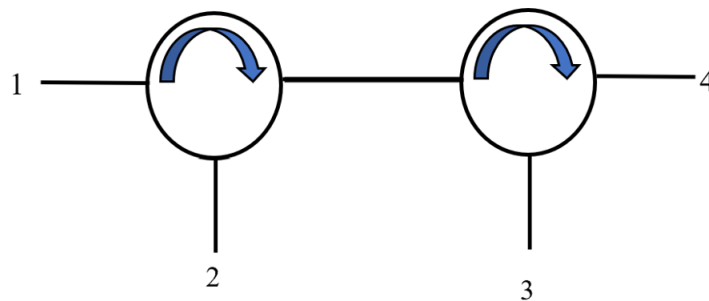


Figure II.16 : circulateur à 4 ports.

Selon la figure II.17, les amplitudes des ondes qui pénètrent dans un circulateur à trois voies sont a_1 , a_2 et a_3 , tandis que les amplitudes des ondes qui sortent sont b_1 , b_2 et b_3 .

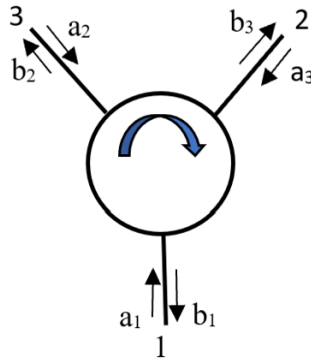


Figure II.17 : ondes entrant et sortant du circulateur.

Ce type d'élément est utilisé pour deux fonctionnalités cruciales au sein des systèmes de télécommunications[15]:

Son rôle principal est d'assurer le routage des signaux radiofréquences, Il s'agit d'une fonction cruciale dans tous les systèmes qui requièrent la fragmentation des voies d'entrée et de sortie, notamment dans les radars [15] , les transmissions par satellite et la téléphonie mobile, ce composant a une double fonction. L'isolement entre les différents niveaux est aussi essentiel pour remédier à une désadaptation entre deux éléments successifs dans une chaîne d'émission [15]. Cette fonction est accomplie en connectant l'un des ports à une charge adéquate. Les deux critères clés pour un circulateur sont les suivants [15] :

- L'essentiel de minimiser les pertes d'insertion au maximum (< -1 dB) [15].
- Une bonne isolation (-20 dB).

Le circulateur peut alors être décrit par sa matrice de dispersion appelée également matrice de paramètres S. Prenons l'exemple d'un circulateur avec trois ports :

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix} \quad (\text{II.3})$$

Les paramètres de réflexion des ports 1, 2 et 3 sont S_{11} , S_{22} et S_{33} , respectivement., tandis que les autres réglages correspondent aux transmissions directes et inverses entre deux accès consécutifs [15]. Un circulateur considéré comme étant parfait transmet sans aucun problème dans le sens de la rotation et absorbe parfaitement les signaux dans le sens inverse [15]. Par conséquent, la matrice de dispersion d'un circulateur parfait, lorsque les ondes circulent dans le sens des aiguilles d'une montre, s'écrit [15] :

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.4})$$

Si les ondes tournent en sens inverse, la matrice de dispersion du circulateur idéal devient :

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.5})$$

Dans la pratique, un circulateur présente un certain nombre de défauts de sorte que les paramètres S ne sont pas nuls ou égaux à 1 [1]. En revanche, les trois accès du circulateur peuvent être considérés comme identiques. Ainsi, L'expression (II.3) est réduite à la forme suivante [1]:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha & \beta & \gamma \\ \gamma & \alpha & \beta \\ \beta & \gamma & \alpha \end{bmatrix} \quad (\text{II.6})$$

Nous avons en effet admis que $S_{11}=S_{22}=S_{33}$, $S_{12}=S_{23}=S_{31}$ et $S_{13}=S_{32}=S_{21}$. Dans l'expression (II.6), le paramètre α traduit le niveau de réflexion, β l'isolation (en transmission indirecte) et γ les pertes d'insertion (en transmission directe). A la notion de réflexion est généralement préférée celle de taux d'ondes stationnaires (T.O.S.) qui est défini par l'expression suivante :

$$TOS = \frac{1 + |\alpha|}{1 - |\alpha|} = \frac{1 + |S_{11}|}{1 - |S_{11}|} \quad (\text{II.7})$$

Il est courant que les fabricants de circulateurs communiquent ces quatre paramètres : l'isolation, les pertes d'insertion, le taux d'ondes stationnaires et la bande passante [1]. La bande passante (B.P.) est donnée pour un niveau d'isolation (en général 20 dB) et en pourcentage par rapport à la fréquence de fonctionnement ou de circulation notée f_c [1]. Donc, on peut déterminer la bande passante en utilisant les fréquences « haute » f_H et « basse » f_B pour lesquelles l'isolation est de 20 dB, par exemple. Il arrive [1]:

$$(B.P.)_{\%} = 100 * \frac{f_H - f_B}{f_c} \quad (\text{II. 8})$$

II.4.2 Les différents d'utilisations

Un circulateur est couramment utilisé en isolateur, son rôle étant alors de transmettre les signaux sans pertes dans une orientation, et avec une forte diminution dans l'orientation contre sens. Aux hyperfréquences, les sources sont en effet vulnérables face aux réflexions dues à des désadaptations d'impédance [1]. Le circulateur utilisé comme isolateur agit comme un dispositif de protection. Il est disposé entre l'alimentation et la charge., avec son troisième port connecté à une charge adaptée, comme indiqué dans la figure II.18 (a). De la même manière, le circulateur monté en isolateur avec son troisième port adapté permet le découplage entre deux étages d'un circuit hyperfréquence. Un tel circulateur peut, par exemple, être inséré entre un amplificateur et un étage de sortie quelconque figure II.18 (b).

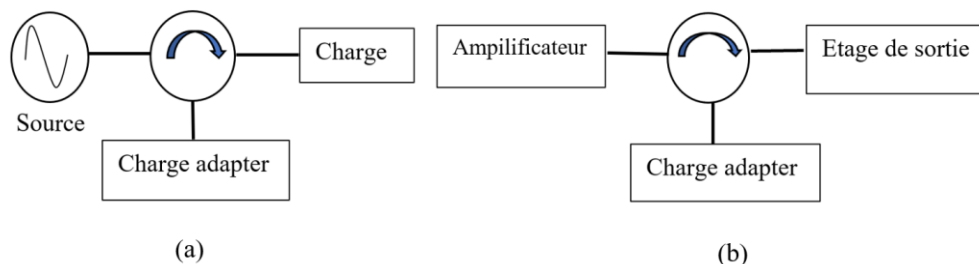


Figure II.18 : Circulateur utilisé en isolateur (a) pour la protection d'une source hyperfréquence (b) pour le découplage d'étages de circuits hyperfréquences.

Avec une configuration identique, le circulateur peut être intégré dans un système de communication sans fil. figure II.19 pour supprimer les réflexions dues aux désadaptations entre un émetteur (émetteur 1) et l'antenne associée, mais également pour bloquer le bruit hyperfréquence provenant d'un émetteur proche (émetteur 2) et pouvant être éventuellement réceptionné par l'antenne [33].

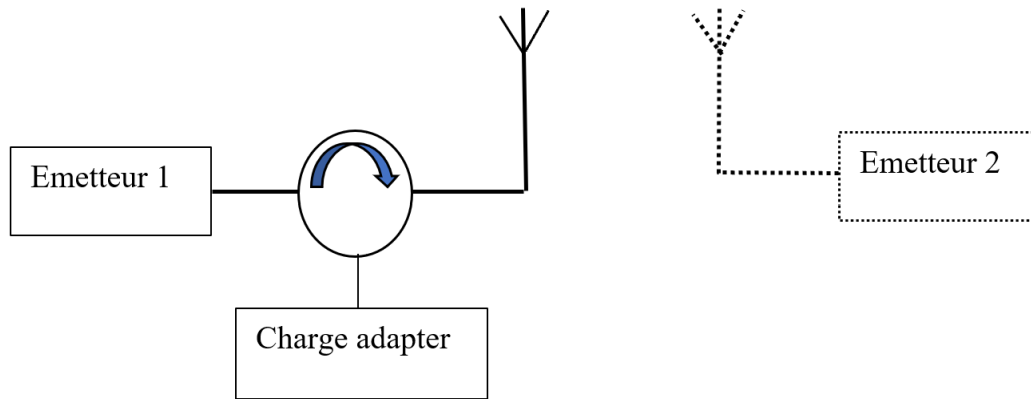


Figure II.19 : Circulateur utilisé en isolateur pour la suppression des réflexions dans un système de communication sans fils.

Le circulateur trouve une application majeure dans les systèmes de communication sans fil ne faisant inclure qu'une unique antenne (figure II.20). Son rôle est la segmentation des envoies et reçues émanant de cette antenne unique.

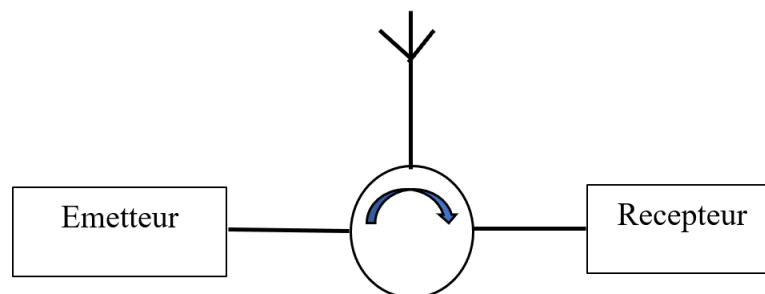


Figure II.20 : Circulateur intégré dans un système de communication sans fil à une seule antenne.

L'emploi de circulateurs à différentes fréquences peut faciliter la connexion de divers émetteurs à une seule antenne dans un système de télécommunications (figure II.21) [1]. Il s'agit alors de multiplexage. Les circulateurs sont associés à des systèmes de filtrage fréquentiel sélectif. Un premier signal est émis avec une fréquence f_1 et traverse le circulateur C_1 . Ce signal est réfléchi par le filtre passe-bande centré sur la fréquence f_2 . Les signaux de fréquences f_1 et f_2 traversent alors le circulateur C_2 et sont réfléchis par le filtre passe-bande centré sur la fréquence f_3 . Sont alors transmis à une même antenne les signaux de fréquences f_1 , f_2 et f_3 .

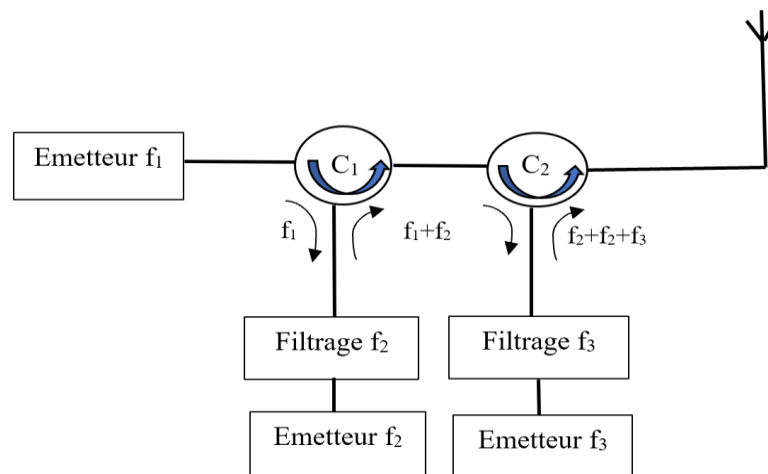


Figure II.21 : Circulateurs utilisés pour le multiplexage de signaux.

De la même manière, plusieurs circulateurs peuvent être employés pour la réception, à partir d'une antenne commune, de signaux de différentes fréquences figure II.22. Il s'agit alors de démultiplexage. Il est recommandé d'utiliser les dispositifs circulateurs avec des pertes d'insertion uniquement pour le multiplexage ou le démultiplexage avec un nombre limité de signaux [1]. En outre, un déséquilibre est créé entre les amplitudes des signaux, le signal initial étant plus faible que les signaux suivants [1].

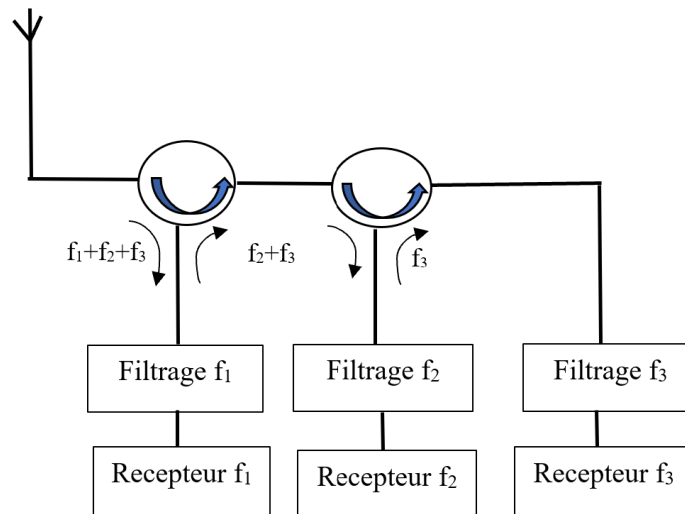


Figure II.22 : Circulateurs utilisés pour le démultiplexage de signaux.

II.4.3 Circulateur à éléments localisés

Les circulateurs à éléments localisés ont vu le jour dans les années soixante [37], stimulant de nombreuses recherches, notamment au Japon avec des chercheurs tels que Konishi [34], Miura [35] et en Allemagne avec Knerr [36]. Leur avantage majeur réside dans leur extrême compacité, particulièrement à basse fréquence. En fonction de la fréquence opérationnelle, ces dispositifs peuvent être jusqu'à vingt fois plus compact que les circulateurs à éléments distribués [37].

Due à leur aptitude exceptionnelle comparé à leurs dimensions, ces circulateurs sont principalement utilisés dans les systèmes de téléphonie mobile conformes aux normes GSM ou UMTS, en particulier dans les gammes de fréquences VHF et UHF [37]. Konishi [38] a avancé le concept du circulateur à éléments localisés. Elle repose sur un disque en ferrite comprenant trois paires de conducteurs

centraux couplés [37]. Chaque paire de conducteurs a les bras alignés de 120° les uns des autres, comme illustré dans la figure II.23 [37].

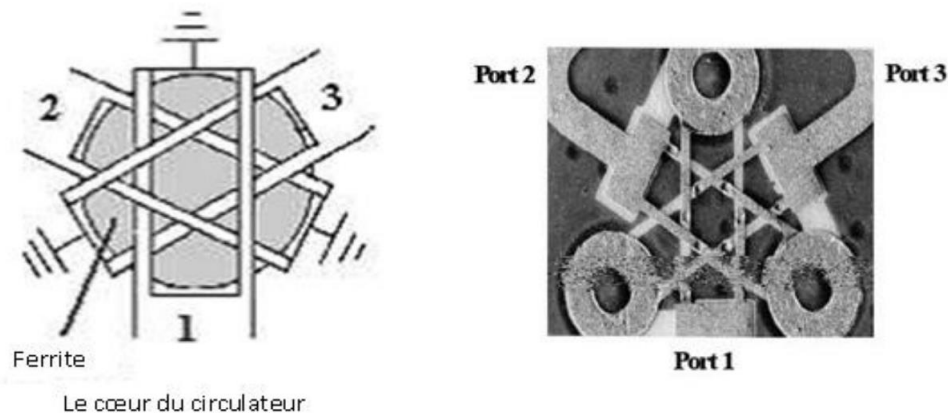


Figure II.23: Circulateurs à éléments localisés [38].

La configuration de base du circulateur à trois ports à éléments localisés comprend un réseau d'inductances entrelacées, intégré sur un substrat ferrite, qui forme le cœur du système. Afin de préserver une symétrie électrique et pour garantir une isolation entre les ports, les inductances sont enveloppées et placées à des angles de 120° les unes par rapport aux autres afin de les isoler [37]. lorsque le matériau ferrite est magnétisé, il provoque la rotation du signal, fondant ainsi le fonctionnement du circulateur à éléments localisés sur le couplage non réciproque entre chaque paire de ports, facilité par les inductances entrelacées [37].

Une solution très prometteuse pour les applications de téléphonie mobile est l'introduction des circulateurs à éléments localisés, qui utilisent des matériaux ferrites, étant donné qu'ils peuvent être aisément réduits dans les bandes de fréquences basses. Cependant, ces composantes ont de grandes pertes d'insertion lorsqu'elles sont utilisées à des fréquences élevées. En raison de l'utilisation de fréquences plus élevées dans les applications [13], Comme pour les applications à haute fréquence, les circulateurs à éléments localisés peuvent devenir moins adaptés en raison de leurs pertes importantes. À des fréquences élevées, une solution potentielle réside dans l'élaboration de circulateur utilisant des éléments distribués. Bien que plus encombrants, ces appareils se caractérisent par des pertes d'insertion extrêmement réduites, assurant ainsi une transmission intégrale du signal

d'un port à un autre tout en fournissant une bonne isolation pour la troisième voie. Effectivement, à mesure que leur fréquence de fonctionnement augmente, leur taille réduite [6].

II.4.4 Les circulateurs à éléments distribués

De plus, à partir de la fin des années 1950, l'analyse des circulateurs à éléments distribués a gagné en importance [37], suivant les recherches initiales sur l'approche à éléments localisés. Ces appareils ont été développés grâce à l'essor des radiocommunications et des systèmes hyperfréquences [37]. Bien qu'elles soient principalement employées dans les systèmes radar, Ces structures jouent également un rôle crucial dans le secteur de la téléphonie mobile, bien que les appareils à éléments localisés soient en concurrence réciproque. [37].

Les circulateurs à jonction en Y, aussi appelés circulateurs à éléments distribués, sont les plus fréquents car ils sont relativement simples à construire et peuvent être fabriqués de manière plus rentable [37]. À l'origine, H. Bosma [39] les fabriquait principalement en technologie triplaque. Récemment, les solutions basées sur la technologie microbande sont devenues populaires grâce à leurs coûts de création réduite. En même temps, l'emploi des circulateurs à jonction-Y dans le domaine de la technologie coplanaire a connu une augmentation. Ils fonctionnent à des fréquences très variées, allant de quelques mégahertz à plusieurs dizaines de gigahertz, en fonction des besoins des applications [37].

Les circulateurs à jonction en Y disponibles dans le commerce ont des propriétés comparables à celles des isolateurs à champ décalé. D'une manière générale, les pertes d'insertion sont faibles, souvent inférieures à 0,5 dB, et l'isolation se situe généralement entre 20 et 30 dB. La bande passante du circulateur peut varier en fonction des exigences spécifiques de l'application [37]. Par exemple, dans le domaine militaire, les circulateurs doivent souvent être large bande avec des pertes magnétiques fragile [37].

II.4.4.1 Circulateur à guide d'onde

Le circulateur à jonction Y en guide d'ondes [1] (voir figure II.24) se compose de trois voies agencées à un angle de 120 degrés autour d'un noyau central. Ce noyau central contient une particule de ferrite, ce qui donne au circulateur sa capacité de ne pas se réciproquer [1]. En modifiant les mesures de la structure de ferrite et du guide d'ondes, ainsi que la force du champ magnétique

appliqué, il est possible de diriger les ondes entrant par le canal 1 vers le canal 2, de transmettre les ondes entrant par le canal 2 au canal 3 et d'acheminer les données entrant par le canal 3 vers le canal 1[1].

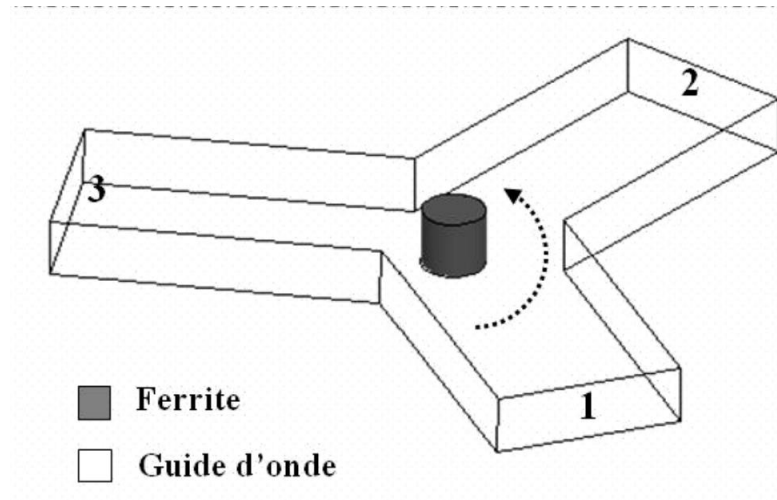


Figure II.24 : Circulateur à guide d'ondes[1].

Dans la configuration la plus simple [40], l'élément de ferrite a une hauteur égale à l'espacement entre les deux murs supérieur et inférieur du guide d'ondes (figure II.25 (a)). Des plaques de conducteur peuvent être ajoutées afin de réaliser une meilleure adaptation d'impédance figure II.25 (b). Enfin, la hauteur de ferrite peut être réduite et des éléments diélectriques de mêmes dimensions que l'élément ferrite peuvent être insérés de manière à améliorer les performances du circulateur (figure II. 25(c)).

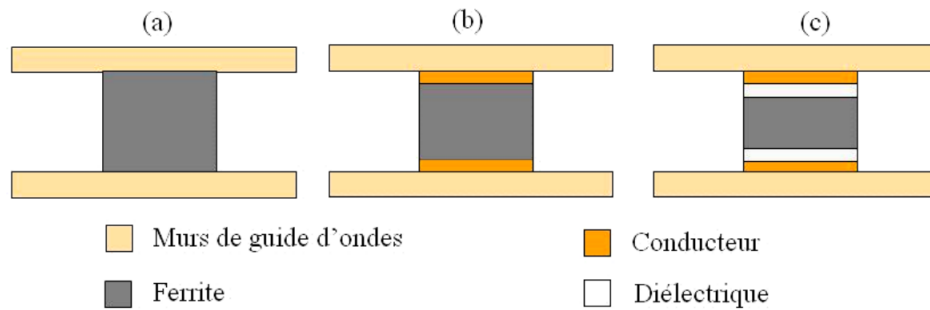


Figure II.25 : Variation en configuration de Circulateur à guide d'ondes [40] .

En raison de leur diamètre réduit, inférieur à un millimètre, la fabrication précise des éléments en ferrite devient difficile aux longueurs d'ondes millimétriques [41]. Pour résoudre cette difficulté technologique, une nouvelle configuration a été développée pour laquelle l'élément en ferrite est de forme sphérique (figure II.26). Les performances du circulateur ne sont pas améliorées mais son procédé de fabrication est simplifié [41].

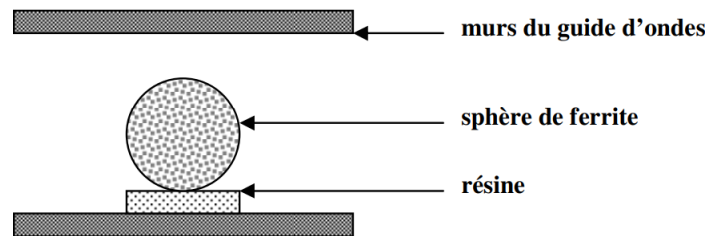


Figure II.26 : Structure du circulateur en guide d'ondes avec élément ferrite sphérique [37].

II.4.4.2 Circulateur à déplacement de champs

Le circulateur à déplacement de champ de type Y en guide d'ondes (figure II.27) [42], [16] comporte trois voies orientées à 120° comparativement les unes aux autres. En plein centre du dispositif se trouve le corps maître, où se situent les éléments responsables de la non-réciprocité du circulateur. Ces appareils sont constitués d'un prisme de ferrite triangulaire, qui est soumis à un champ magnétique vertical continu. Les plaquettes résistives sont installées sur chaque face du prisme afin d'absorber le champ électromagnétique qui traverse [2].

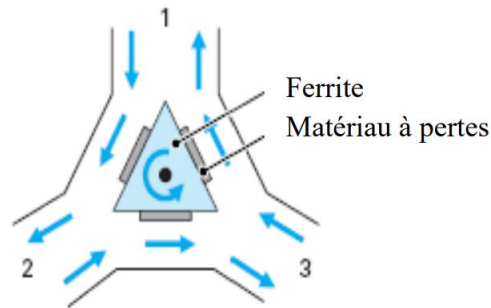


Figure II.27: Circulateur à déplacement de champ en guide d'onde [2].

Ce circulateur fonctionne en se basant sur le mouvement de champ observé aux connexions des trois faces du prisme [2]. En propageant une onde dans une direction spécifique (par exemple, de l'accès 1 vers l'accès 2), le champ électromagnétique se déplace librement dans la partie non obstruée du guide [2]. D'autre part, dans le sens contraire (de l'accès 2 vers l'accès 1), la propagation est dirigée vers le centre du prisme, où l'onde est absorbée par le matériau dissipatif, ce qui empêche son retour par l'accès 1[2]. Ce processus se produit entre les différents accès et varie en fonction des dimensions des éléments et de l'intensité du champ magnétique appliqué. Par conséquent, une onde qui entre par la voie 1, 2 ou 3 ne peut sortir que par la voie 2, 3 ou 1, respectivement. [2].

II.4.4.3 Circulateur à effet Faraday

On observe des transitions entre les guides d'ondes circulaires et rectangulaires dans le circulateur à effet Faraday [43]. Le guide d'onde circulaire central est constitué d'un cylindre de ferrite polarisé le long de son axe [43]. La longueur du cylindre de ferrite et l'intensité du champ magnétique de polarisation sont ajustées pour faire tourner l'onde à une vitesse de 45° [43]. Ainsi, une onde qui entre par le port 1 est directement dirigée vers le port 2, une onde provenant du port 2 sort du port 3, etc. Ce circulateur est donc constitué de quatre ports [1] .

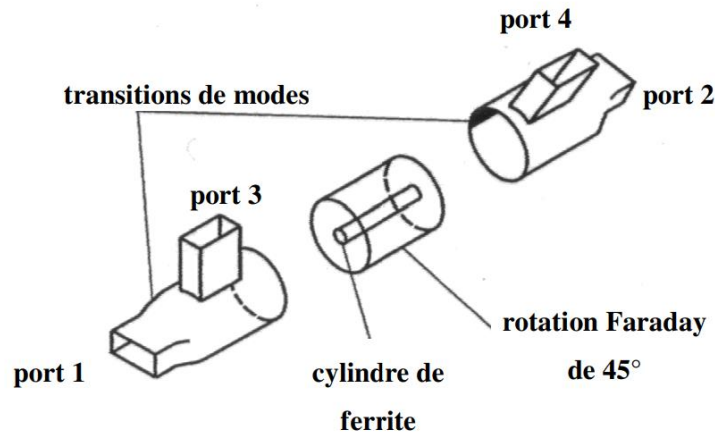


Figure II.28: structure d'un circulateur à rotation Faraday.

II.4.4.4 Le circulateur triplaque

Le circulateur triplaque à jonction Y possède une structure géométrique simple, ce qui facilite son analyse analytique [6]. C'est une structure symétrique en comparaison avec le conducteur central. Comme illustré dans la figure II.28. Elle est composée de deux disques de ferrite séparés par un conducteur central, avec une section circulaire au centre et trois lignes d'accès espacées de 120° [6]. Deux plans de masse encadrent cette configuration. Dans certains de ces plans, les disques de ferrite sont recouverts d'un matériau diélectrique [6]. Le circulateur à trois ports a été introduit par Carlin en 1954, en se référant sur une analyse théorique de la matrice des paramètres S de la jonction à trois ports [6].

Le circulateur en Y moderne a été décrit pour la première fois par Schaug-Pettersen en 1957. L'étude de la jonction à trois ports avec des ferrites symétriquement disposées a été réalisée par Fowler en 1956 et Bosma en 1962 [39, 44].

Les limites de la jonction triplaque à trois ports ont été expliquées par Bosma (1962) [39], renforçant l'importance de la circulation à l'égard du déplacement de champ non réciproque et des perturbations destructrices aux ports. Ainsi, Ses œuvres ont été considérés comme une référence incontournable pour l'analyse de ces circulateurs [6].

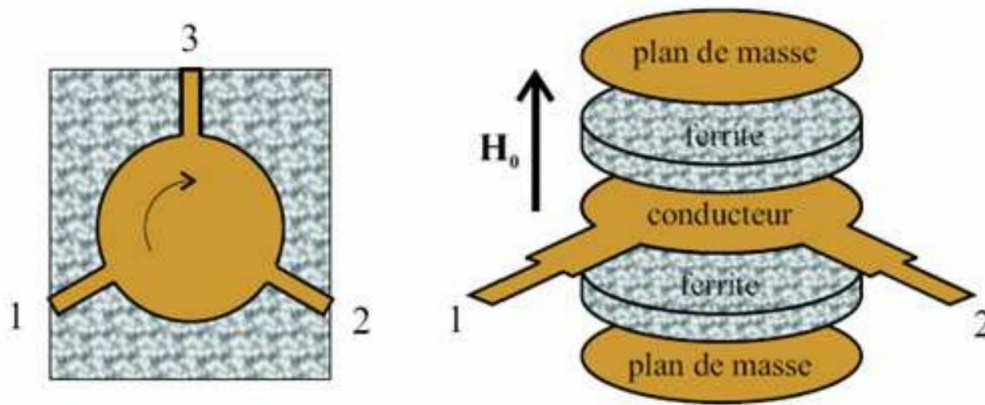


Figure II.29: Circulateur à jonction triplaque [25].

En 1964, une nouvelle approche a été proposée par C.E. Fay et R.L. Comstock [45] afin de comprendre le fonctionnement des circulateurs en technologie triplaque. D'après leur étude, il est possible d'assimiler les disques de ferrite à des cavités résonantes. Ces cavités ne permettent qu'un seul mode de résonance si elles ne sont pas polarisées, ce qui crée un régime d'ondes stationnaires à l'intérieur de la structure. [16]. La configuration géométrique du conducteur central et des éléments de ferrite d'un circulateur à jonction peut varier (voir figure (II.30)) [16].

Une structure triangulaire a été suggérée par J. Helszajn [46], ce qui offre des bénéfices en termes de performances par rapport à la configuration circulaire [16]. Dans son étude, Helszajn a mis au point deux circulateurs à une fréquence d'environ 9 GHz, l'un avec un conducteur circulaire et l'autre avec un conducteur triangulaire [16]. Les pertes d'insertion du circulateur de forme triangulaire sont d'environ 0,5 dB et la bande passante est d'environ 8,8 % à 20 dB, comme le montrent les résultats obtenus [16]. D'un autre côté, pour la version circulaire, les pertes d'insertion ne sont que de 0,6 dB, avec une bande passante restreinte à 4,4 %. Cette étude laisse donc entendre que le circulateur de forme triangulaire semble présenter des caractéristiques d'insertion avantageuses [16].



Figure II.28: Géométries utilisées pour définir le conducteur central [47].

Une simulation numérique réalisée par E. Bènevent [1] a été ajoutée à ces études en utilisant le logiciel Ansoft HFSS. Il s'agissait d'une simulation d'un circulateur en configuration coplanaire qui fonctionne à environ 40 GHz dont l'hexaferrite de baryum est utilisée. (BaM) [1]. Selon cette simulation, les performances prévues d'un circulateur de conception triangulaire semblent être supérieures à celles d'un circulateur circulaire. (consulter Tableau II.1) [1].

	Forme circulaire	Forme triangulaire
Perte d'insertion (dB)	-4.03	-2.28
Isolation (dB)	-18.94	-22.12
Réflexion (dB)	-7.56	-8.45

Tab II.1 : Comparatif entre les performances d'un circulateur coplanaire triangulaire et circulaire [1].

II.4.4.5 Circulateur micro ruban

Il existe de nombreuses recherches sur les circulateurs utilisant la technologie microruban, car cette méthode simplifie l'intégration de ces dispositifs dans les systèmes RF. Un circulateur de $14,1 \times 14,1 \times 0,1 \text{ mm}^3$ a été créé par How et ses collègues [49] en utilisant un matériau ferrite grenat de terres rares YIG monocristallin [48]. Cette configuration donne des résultats prometteurs : une fréquence de 1 GHz orientée vers 9,5 GHz, avec des pertes d'insertion inférieures à 1 dB [49].

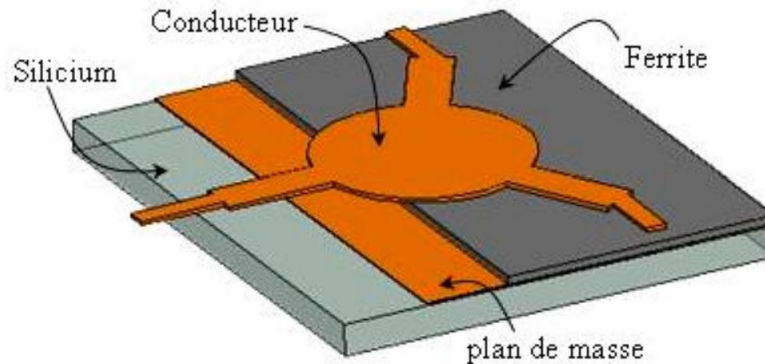


Figure II.31: Circulateur en bande X : proposition de How [49].

Les travaux pionniers de Bosma, Y, F.J. Rosenbaum et S. Wu [50] ont confirmé la théorie pour ce type de circulateur [48]. Ce genre de circulateur est doté d'intérêt notable en raison de sa facilité d'élaboration. Selon Zeina et ses collègues [51], il a été démontré que ce genre de circulateur peut être employé avec des ferrites doux et des ferrites durs pré-orientés, ce qui permet de se passer d'un aimant permanent et de générer des circulateurs auto-polarisés [48]. Diverses recherches ont été menées pour démontrer l'utilité de ces matériaux dans les circulateurs en technologie microruban. Par exemple, Bk. O'Neil [52] a inventé le circulateur microruban en utilisant un disque d'hexaferrite de strontium, un matériau qui présente une anisotropie magnétique élevée, variant de 1,7 T à 2,1 [48].

La plage U (40-60 GHz) et la technologie micro ruban offrent la possibilité de substituer le disque de ferrite par une sphère (voir Figure II.32) Afin de contourner les difficultés liées à la production de disques de ferrite très fins ou volumineux. R.S. Chen [53] a mené une étude et fabriqué un circulateur en micro ruban utilisant une sphère de ferrite afin d'explorer cette méthode [16].

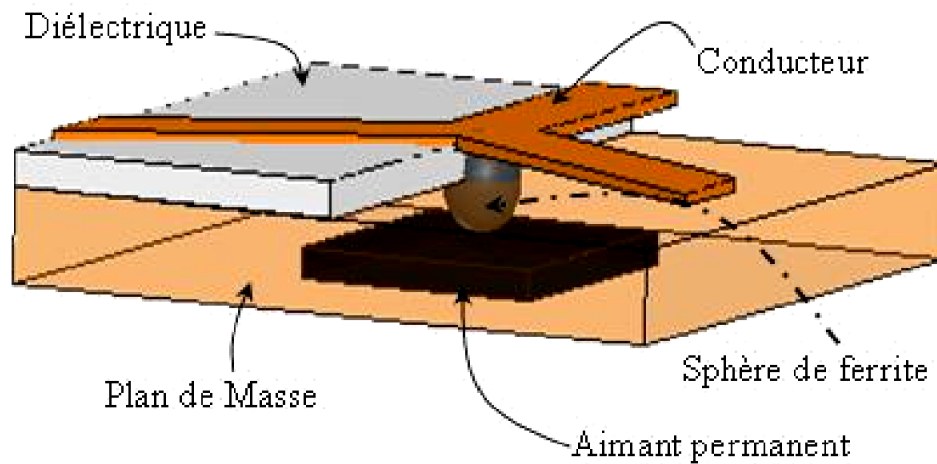


Figure II.32: Configuration d'un circulateur avec une sphère [53].

D'après les données collectées par S.A. Oliver et ses collègues [54], ce circulateur en micro ruban (voir figure II.33), qui inclut une sphère de ferrite, affiche des pertes d'insertion de 6,9 dB, une isolation de 37 dB et une réflexion de 8,5 dB à 27 GHz [6].

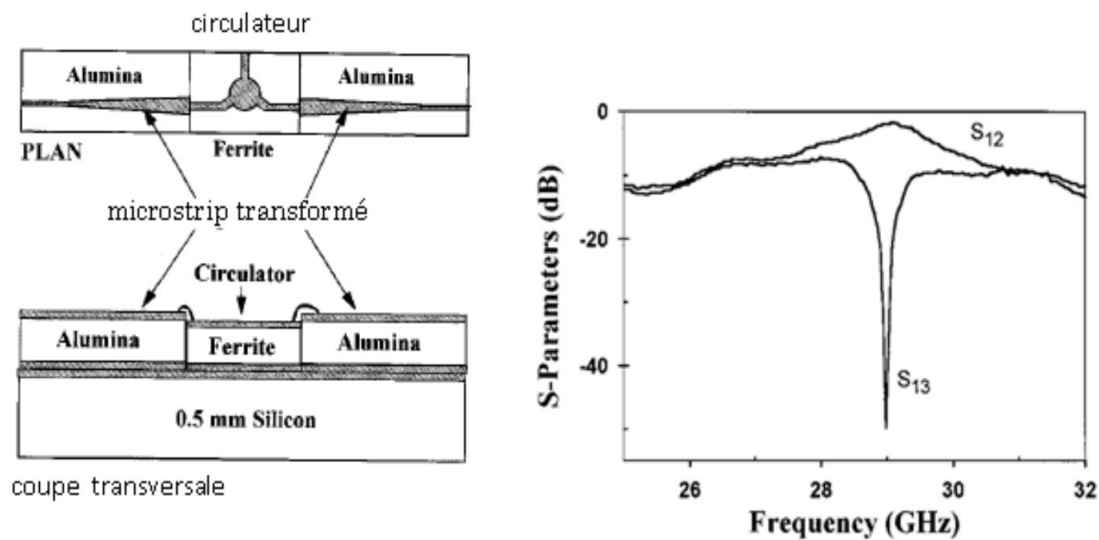


Figure II.33: Circulateur en bande X proposé par Oliver et réponse associée [54].

A. Guennou [37] a développé un autre circulateur microruban en 2007, Afin de montrer qu'il est possible de fabriquer des circulateurs miniatures dans les bandes centimétriques A.

Les couches d'or d'une épaisseur de $8\ \mu\text{m}$ constituent le dispositif développé par Guennou (2007), qui comprend le substrat, les bandes conductrices et la jonction [16]. Le substrat de ferrite est utilisé pour déposer les lignes d'accès, qui sont reliées à des lignes de $50\ \Omega$ (voir figure II.33) [16]. La caractérisation du circulateur à ferrite, aimanté avec un aimant de type N48, a permis d'obtenir des paramètres S qui montrent quelques différences acceptables entre les données théoriques et les observations expérimentales. Les variations importantes du champ magnétique interne dans le matériau magnétique sont à l'origine de ces divergences [16].

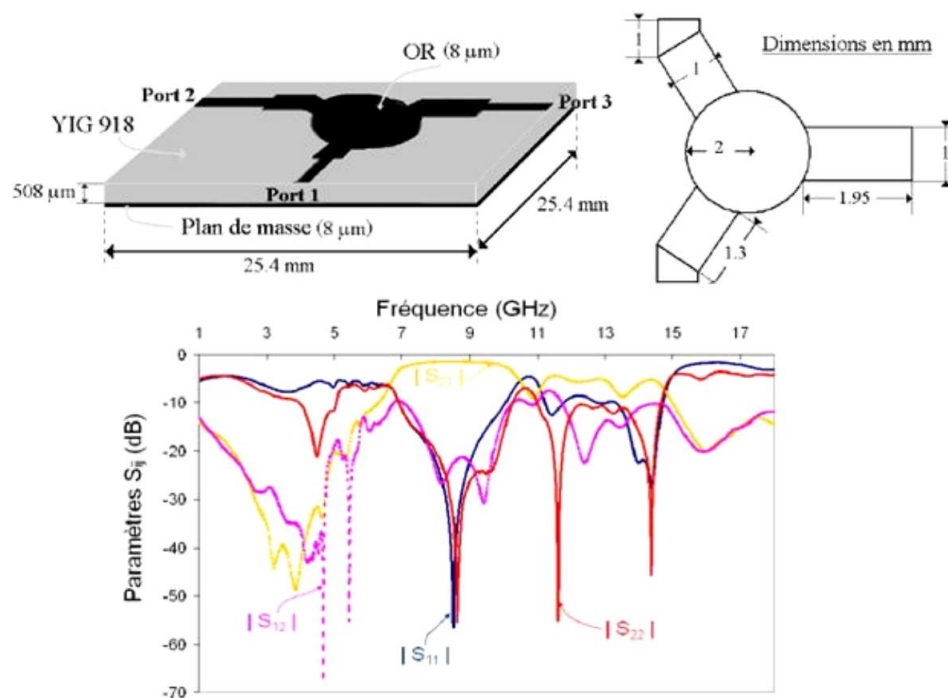


Figure II.34 : Configuration du circulateur proposé par Guennou [37] et les performances obtenues.

Des recherches récentes menées par A. Yalaoui [55] ont conduit à la création de circulateurs planaires en microruban, conçus pour fonctionner à des températures cryogéniques [16]. Il s'agit

d'un circuit de type "drop-in" qui est monté sur un substrat en céramique d'une épaisseur de 635 μm , dans lequel est inséré un disque de ferrite de 6 mm de rayon (figure II.34) [16]. Plusieurs essais ont été réalisés en se basant sur le modèle électromagnétique du circuit pour évaluer le nombre optimal de sections de transformateur quart d'onde nécessaires pour étendre la plage de fréquences opérationnelles [16]. Une fois que plusieurs prototypes ont été fabriqués et testés, les résultats expérimentaux montrent des résultats satisfaisants, avec des pertes d'insertion d'environ 1,8 dB et une isolation d'environ 20 dB dans la bande C (4-8 GHz). (voir illustration II.35) [16].

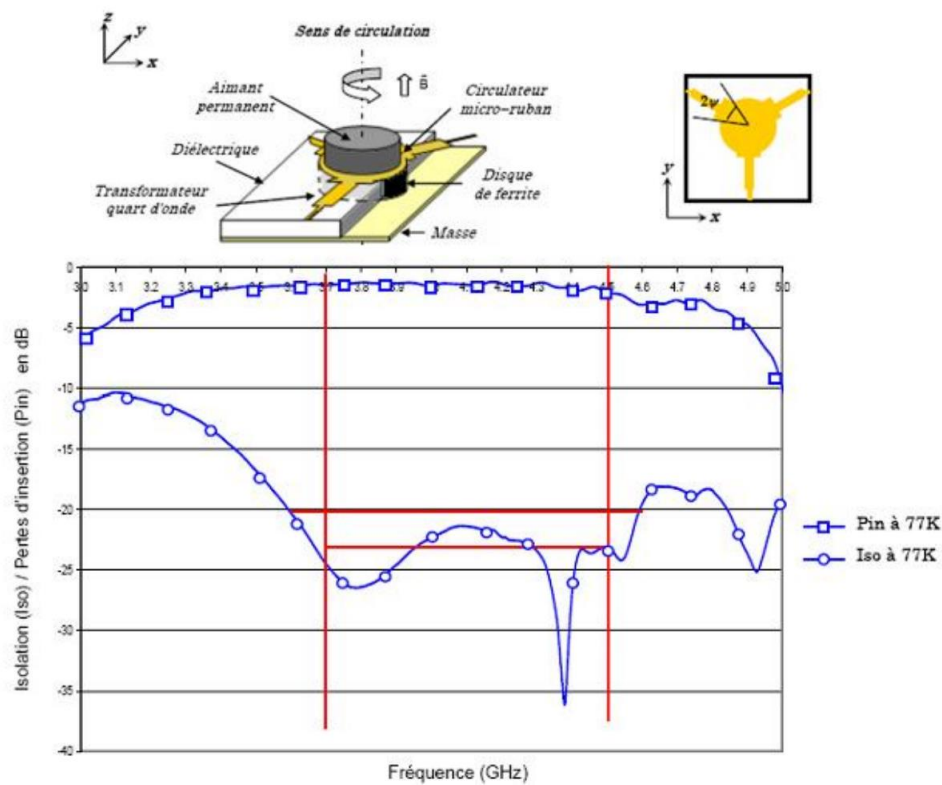


Figure II.35 : Configuration du circulateur proposé par Yalaoui [55] et les performances obtenues.

Keyan Tian [56] a développé un circulateur en microruban en 2010, avec une taille de $6 \times 8 \times 0,6$ mm [16]. Ce dispositif possède une bande passante de 1 GHz dans la bande Ku, avec des pertes d'insertion de seulement 0,9 dB [16].

II.4.4.6 Le circulateur coplanaire

Il est de plus en plus intéressant de se pencher sur les circulateurs en technologie coplanaire à jonction Y utilisant des matériaux ferrite [16]. À l'origine, ces circulateurs étaient principalement conçus en utilisant les technologies microruban et triplaque [16]. Leur procédé de fabrication, proportionnellement direct, contribue à abaisser les frais de fabrication. Les circulateurs coplanaires peuvent avoir des actions allant de quelques mégahertz à plusieurs dizaines de gigahertz [16].

Ces dispositifs présentent des accomplissements assimilables à celles des isolateurs à déplacement de champ, avec des pertes d'insertion généralement inférieures à 0,5 dB et une isolation généralement comprise entre 20 et 30 dB.

Afin de garantir des performances optimales, il est nécessaire d'utiliser des matériaux magnétiques à faible épaisseur pour intégrer ces composants dans des modules hyperfréquences. On utilise généralement des matériaux ferrimagnétiques sous forme de couches volumineuses. Cependant, notre recherche se concentre sur l'emploi de couches minces de ferrites [16]. Contrairement aux circulateurs vendus sur le marché, qui sont principalement constitués de matériaux ferrites lourds, comme les grenats d'épaisseur millimétrique [16].

En 1971, N. Ogasawara et M. Kaji [57], Une série de configurations coplanaires a été conçue et testée par les chercheurs. Le matériau ferrite est polarisé perpendiculairement à sa surface dans ces configurations (figure II.36 (b, c)). Alors que le phénomène de circulation a été observé, la structure comportant un substrat de ferrite s'est avérée non fonctionnelle selon les attentes (figure II.36 (a)). En revanche, les autres configurations ont présenté des performances supérieures [1].

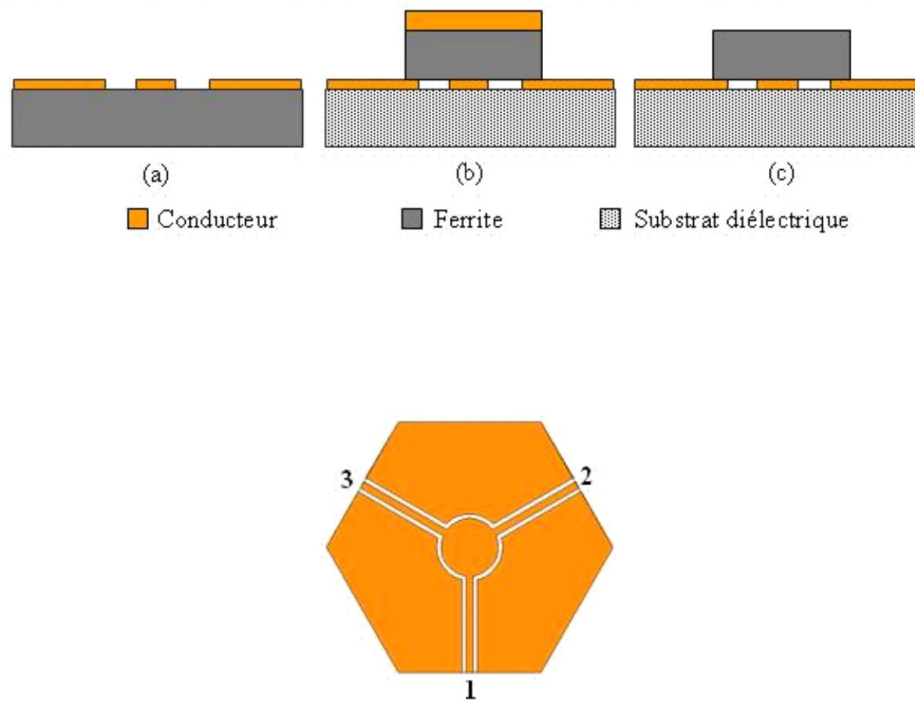


Figure II.36: Conformation physique des diverses structures proposé par Ogasawara [57] : (a, b, c) section transversales de trois configurations (d) vue en plan de la structure coplanaire.

En 1986, K. Koshiji et E. Shu [58] ont proposé une autre configuration coplanaire. Dans cette configuration, trois fils d'accès espacés de 120° forment le conducteur central, entouré de trois plans de masse latéraux. Considérons deux topologies différentes : la première intègre un disque de ferrite placé sur le conducteur central, tandis que la seconde utilise deux disques situés de part et d'autre du conducteur central (Figure. II.37) [58]. Les performances obtenues sont encourageantes (voir figure II.38) : fréquence centrale de 9,56 GHz , champ magnétique continu de 7000 Oersteds, bande passante de 4,8 % à 10 dB, pertes d'insertion inférieures à 0,8 dB et isolation maximale de 19,1 dB [58].

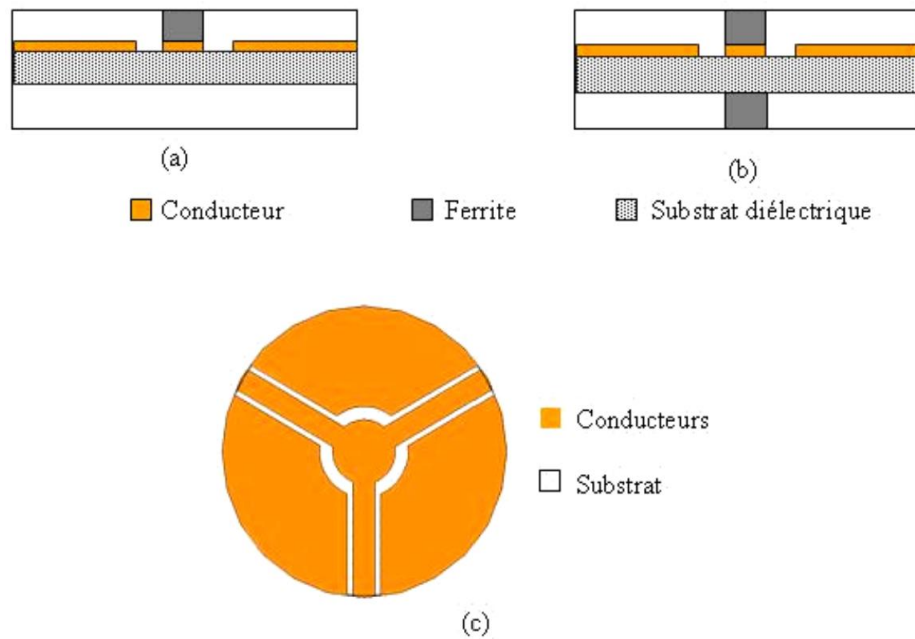


Figure II.37: Configuration physique des différentes structures proposées par Koshiji [58] : (a, b) vues en coupe, (c) vue de dessus

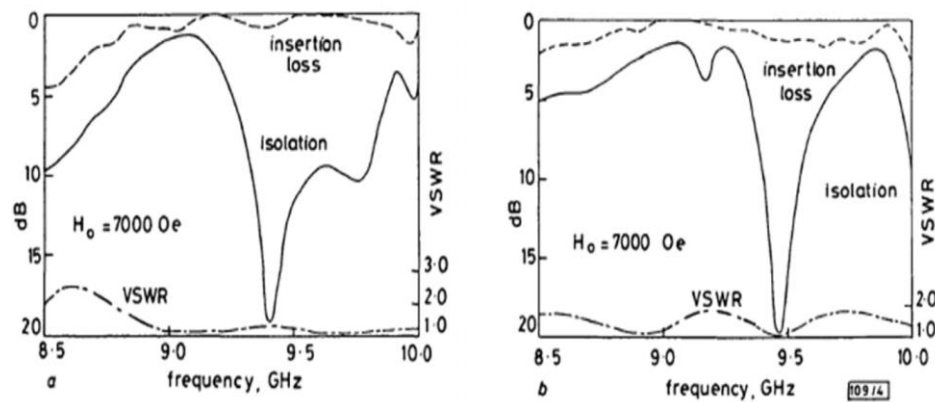


Figure II.38 : Résultats de mesure en termes de pertes d'insertion et d'isolation pour les différentes versions [58]

La composition des circulateurs à éléments distribués ne se limite pas à l'utilisation de la technologie microruban [37]. En 2005, K. Oshiro et ses collègues [59] ont mis au point un circulateur mesurant $10 \times 10 \times 2 \text{ mm}^3$, opérant dans la bande C (4-8 GHz), utilisant la technologie coplanaire avec du ferrite YIG massif d'une épaisseur de 508 microns (figure II.39). Cette méthode présente un intérêt notable en raison de l'alignement du plan de masse avec le plan du ruban conducteur, ce qui est avantageux pour les circuits à intégration monolithique (MIC) [37].

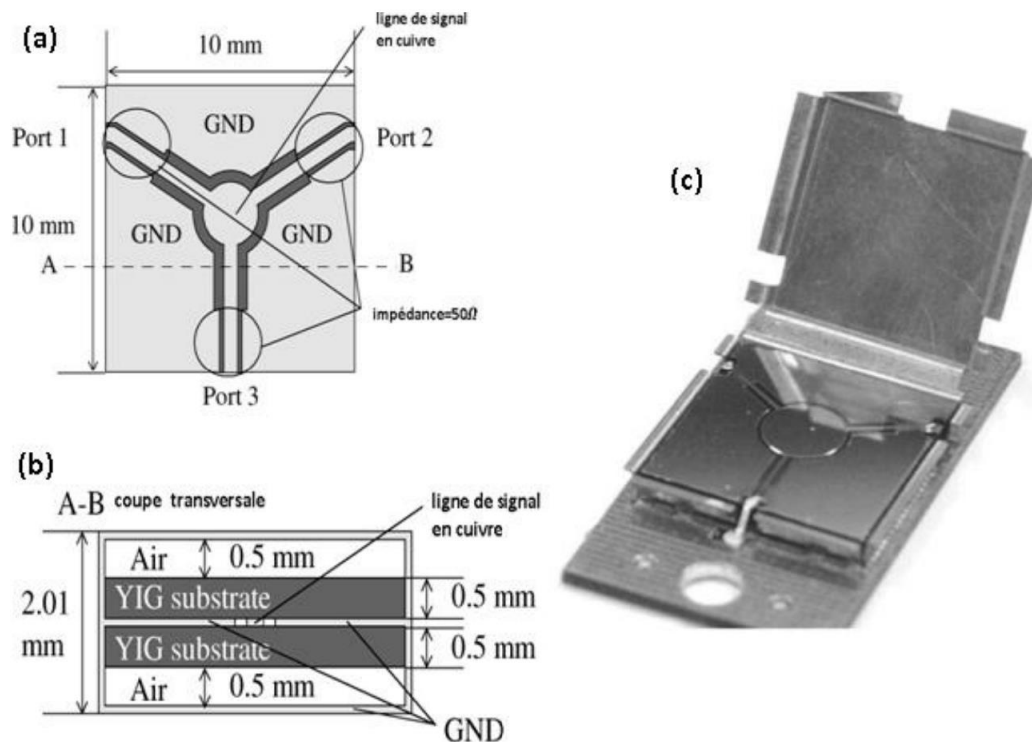


Figure II.39: Circulateur coplanaire en bande C à base de YIG proposé par Oshiro [59]. (a) vue de dessus, (b) vue en coupe, (c) photo du circulateur réalisé.

Les performances de ce dispositif ne sont pas particulièrement impressionnantes, mais elles restent prometteuses. Effectivement, les pertes d'insertion dépassent 4,9 dB, tandis que la bande exploitable, qui se concentre sur 8 GHz, est d'environ 100 MHz, ce qui représente 1,25 %.

E. Bénevent a réalisé des recherches très récentes en 2006 [1]. La configuration miniature de l'appareil étudié, modélisée sous HFSS, fonctionne dans la plage de fréquences de 40 à 50 GHz.

Il se sert d'une fine couche de BaM avec une épaisseur de 10 μm . Au cours de ces recherches, plusieurs configurations ont été examinées (voir figure II.40).

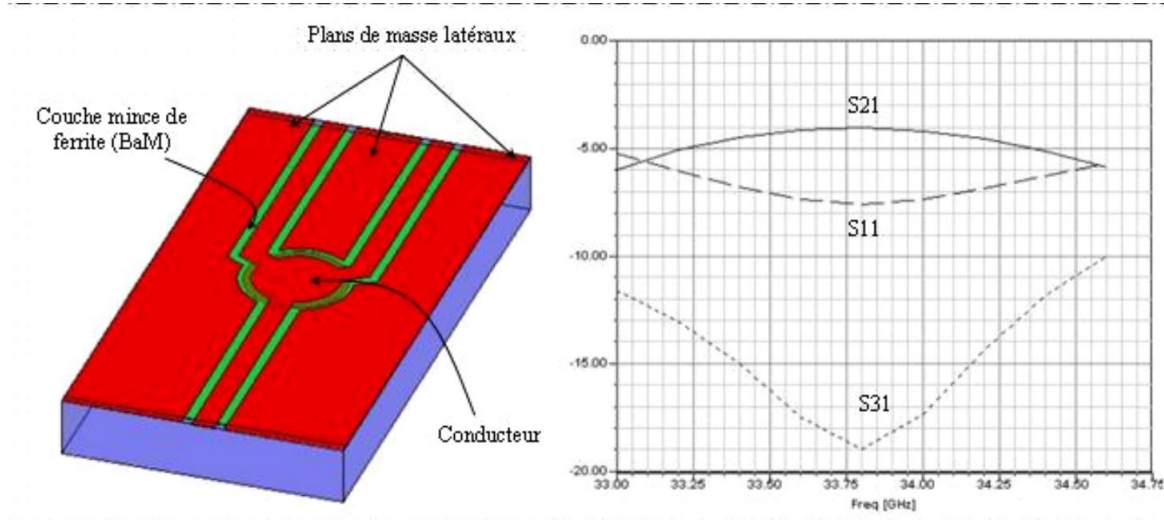


Figure II.40 : Configuration de circulateur proposée par E. Bénévent [1] et performances obtenues sous HFSS.

Selon O. Zahwe [16], il est possible de créer des circulateurs coplanaires en utilisant une fine couche de YIG (grenat d'yttrium fer) qui fonctionnent à environ 10 GHz, comme le montre la figure II.41 [6]. Cette étude a étudié différentes épaisseurs de YIG, allant de 1 mm à 16 μm . On a utilisé des plaquettes commerciales rodées pour créer les couches d'épaisseur importante, tandis que les couches minces, mesurant entre 10 et 16 μm , ont été déposées par pulvérisation cathodique RF [6].

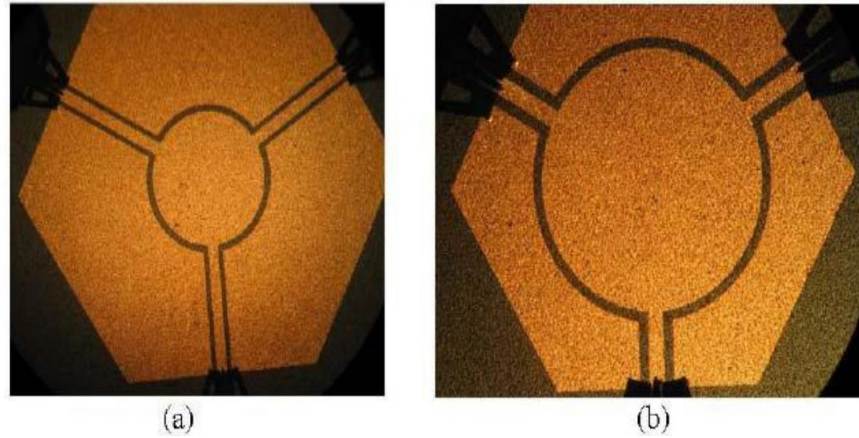


Figure II.41: Circulateurs réalisés par O. Zahwe de dimensions respectives $12 \times 12 \text{ mm}^2$ et $6 \times 6 \text{ mm}^2$ [16].

Une fois que les dimensions géométriques ont été optimisées, les pertes minimales ont été obtenues en réduisant autant que possible la longueur des lignes d'accès [6]. Finalement, la structure a été dimensionnée à environ $6 \times 6 \text{ mm}^2$, comme illustré dans la figure II.42 (b). Concernant la couche magnétique de YIG ayant $65 \mu\text{m}$ d'épaisseur, Une fois que les dimensions géométriques ont été optimisées, les pertes minimales ont été obtenues en réduisant autant que possible la longueur des lignes d'accès [60].

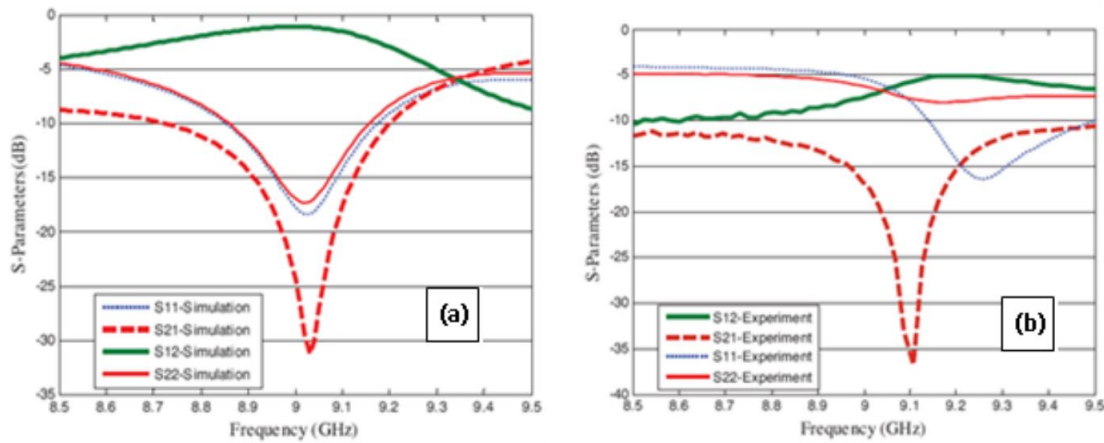


Figure II.42: Les performances du circulateur conçu par O. Zahwe avec une couche de YIG de $65 \mu\text{m}$ ont été simulées (a) et mesurées expérimentalement (b).

Une nouvelle configuration triangulaire d'un circulateur coplanaire conçu sur les études de J. Helszajin [61] et Bosma [39] est proposée et étudiée numériquement par RI-Bouslemti [62] en 2013 figure II.43, la structure analysée est composée d'un film massif de ferrite YIG (1 mm d'épaisseur). Selon les simulations réalisées sous HFSS, le dispositif étudié présente une structure miniature qui fonctionne à environ 10,6 GHz, avec une perte d'insertion de 0,46 dB et une isolation de 29,88 dB, comme illustré dans la figure II.44 [62].

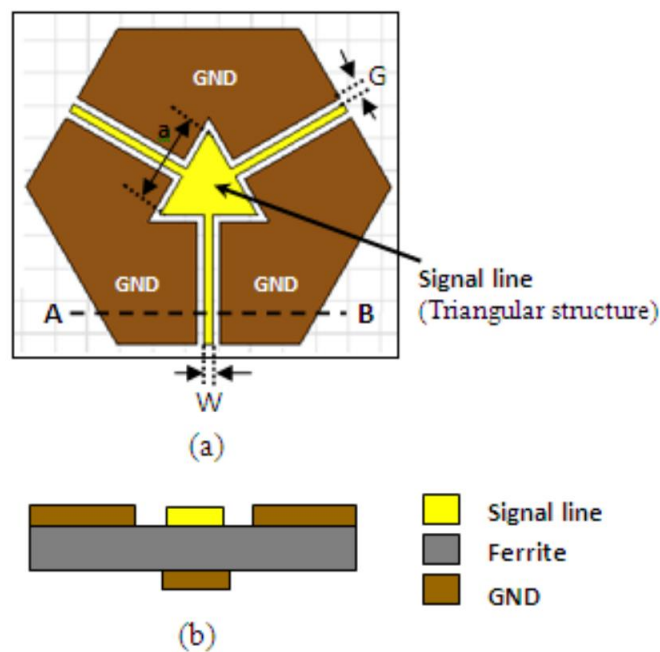


Figure II.43: Structure d'un circulateur triangulaire avec technologie CPW. (a) vue de dessus, (b) vue en coupe transversale AB [62].

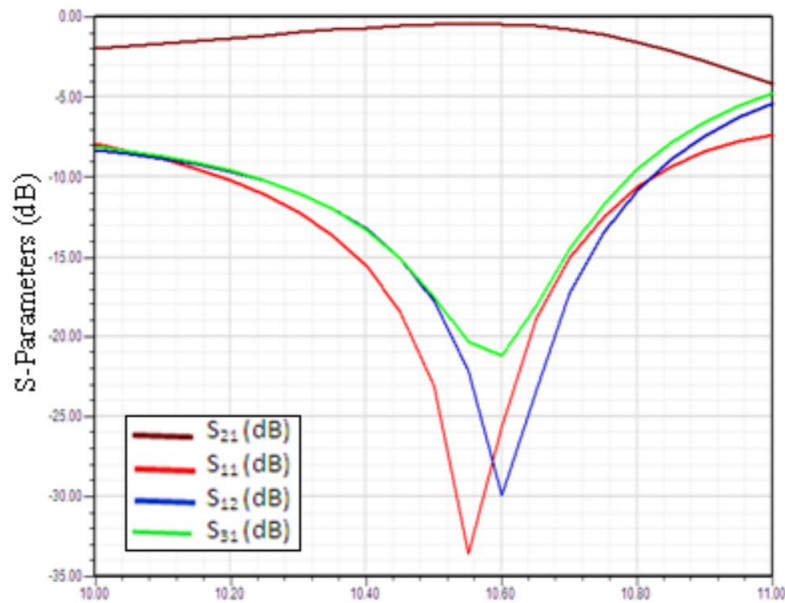


Figure II.44 : Evolution des paramètres S d'un circulateur coplanaire triangulaire [62].

Au cours des dernières années, les solutions de type coplanaire ont été examinées pour diverses raisons [16]:

- Le processus de fabrication est simplifié en implantant le plan de masse sur une seule surface, notamment le plan de masse inférieur qui est non connecté dans notre cas [16] , entraîne une diminution des dépenses, car cette disposition diminue le nombre d'étapes technologiques nécessaires pour la fabrication [16].
- En outre, cette configuration rend les mesures plus simples, car tous les potentiels sont concentrés sur une seule face du composant, ce qui simplifie les procédures de test et de vérification [16]

Selon l'application, la gamme de fréquence des circulateurs varie de quelques mégahertz à plusieurs dizaines de gigahertz [16] . Les performances attendues pour ces dispositifs englobent ordinairement [16]:

- Des pertes de transmission bas de 1 dB.
- Une isolation haute de 20 dB.

Pour illustrer, dans le cas d'un circulateur destiné à des applications militaires dans la bande X, il est impératif d'assurer une bande passante aussi étendue que possible tout en minimisant les pertes magnétiques.

II.5 Conclusion

La fonction du circulateur peut être utilisée dans diverses gammes de cadences et de potentiels. Cela nécessite de multiples configurations et méthodes de fabrication qui ont été brièvement exposées dans cet état de l'art. On distingue deux catégories de circulateurs : les circulateurs actifs fabriqués à partir de composants discrets ont été démontrés comme inadaptés pour des applications à haute fréquence en raison de leurs pertes devenant trop importantes et les circulateurs passifs qui utilisent un matériau ferrimagnétique qui leur confère leur propriété de non réciprocity entre ces deux genre de circulateurs, nous avons intéressé au circulateur à éléments distribués parce qu'ils s'adaptent mieux à l'augmentation de la fréquence .

Un circulateur peut être facilement défini par une matrice de paramètres S , et les principales performances quantifiées sont l'isolation inverse, la perte d'insertion cyclique, la bande passante relative et le débit d'ondes stationnaires. Notez que l'isolation doit atteindre 20 dB. Cela signifie que le rapport d'ondes stationnaires est d'environ 1,2 [1] puisque le degré de réflexion est approximativement égal au degré de séparation. Il est nécessaire que la perte d'insertion soit inférieure à 1 dB. La bande passante relative est un paramètre qui varie considérablement d'une configuration à l'autre. Cependant, il existe généralement un compromis entre la bande passante et le niveau d'isolation.

La demande d'utiliser des mécanismes fonctionnant à des fréquences élevées et les contraintes liées à la taille et au coût engendrent une compétition intense pour développer ces mécanismes. Il est essentiel de réduire leur taille tout en utilisant des technologies disponibles et faciles à fabriquer. La configuration planaire répond à ces idées, comme nous allons le voir dans les parties suivantes.

Chapitre III

Généralités analytiques d'un circulateur

III.1 Introduction

On considère ce chapitre comme étant la base de la thèse, nous avons présenté plus précisément la modélisation analytique avec une formulation générale du circulateur triplaque à jonction Y et on a bien défini les phénomènes impliquant le circulateur Y qui a été étudié par H. Bosma [39] ou C.E. Fay et R.L. Comstock [45], puis nous avons introduit la structure d'un circulateur hexagonal qui a été proposée de manière analytique par J. Helszajn [63].

III.2 Modélisation analytique du circulateur triplaque à jonction Y

III.2.1 Présentation historique

La forme basique du circulateur à jonction est celle d'un circuit à trois ports [64], appartient à une large famille de dispositifs non réciproques. Milano [65] et Auld [66] ont étudié les caractéristiques générales, telles que l'existence et le processus de connexion des circulateurs symétriques à jonction, en analysant leur formule de répartition S [64].

Cependant, Bosma [39, 44, 67, 68] fut l'un des pionniers à porter son attention sur la qualité intrinsèque du mécanisme de circulation, en examinant l'attitude en fréquence du champ électromagnétique [64]. De nombreux efforts ont été déployés pour explorer le fonctionnement des circulateurs. Par exemple, Allen [69] a utilisé le principe de rotation de Faraday, tandis que Skomal [70] a proposé un modèle basé sur deux ondes de surface se déplaçant en sens inverse, permettant ainsi d'établir certains paramètres de conception. Cependant, Bosma [39] a remis en question ses résultats, notamment en ce qui concerne la dépendance du champ magnétique appliqué sur la magnétisation, soulignant des hypothèses peu réalistes formulées par Skomal. Ces divergences ont été expliquées par Davies et Cohen dans leur étude publiée en [71], mettant en évidence que La longueur d'onde efficace ne correspond pas toujours à la distance entre les ports avoisiner du circulateur, ce qui remet en cause la validité des modèles proposés par Skomal.

Par la suite, Bosma, à partir d'observations expérimentales, a réévalué son problème en présentant plusieurs approximations et conjectures, en particulier concernant les conditions aux limites [39]. Cela lui a donné la possibilité de définir les conditions de circulation, à partir desquelles il a tiré les paramètres physiques indispensables pour la conception des circulateurs [39].

➤ **Modèle de Bosma**

Le circulateur à jonction Y triplaque, développé par Bosma [39], est couramment utilisé. Au centre de cette structure triplaque se trouvent trois lignes d'accès, Les unes sont placées à des angles de 120 degrés par rapport aux autres et sont connectées à un disque métallique central [16] On place ce disque conducteur entre deux pastilles de ferrite, qui sont alignées pour correspondre exactement à la forme du disque central, assurant ainsi une structure transversale homogène [16]. Par la suite, Deux plans de masse sont situés au-dessus et au-dessous des disques de ferrite pour intégrer la structure en triplaque [16]. Deux aimants sont insérés de part et d'autre de la structure. pour générer un champ magnétique statique de polarisation H_0 , qui est crucial pour aimanter le matériau ferrimagnétique le long de l'axe des cylindres magnétiques [16]. (Voir figure III.1).

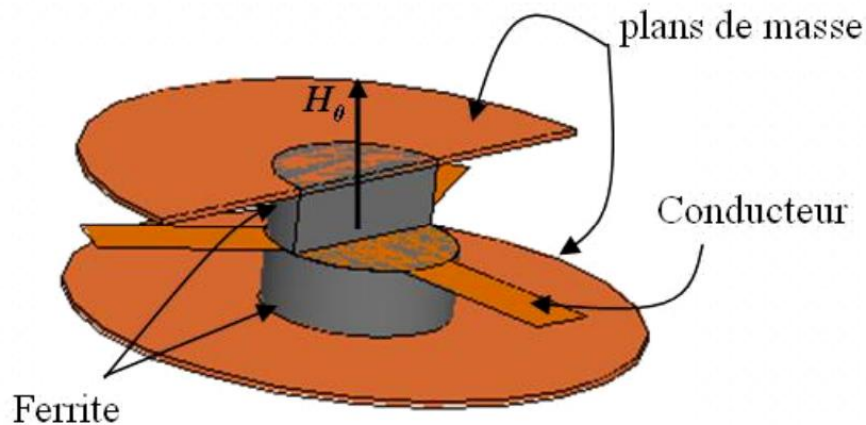


Figure III.1 : Circulateur triplaque à jonction Y [16].

L'analyse repose sur les hypothèses suivantes [6] :

- Dans le tronçon transversal des conducteurs plats, Il est supposé que les champs restent uniformes sur toute la largeur des conducteurs internes. (figure III.2) et égaux à zéro en dehors de ces conducteurs[6].

-
-
- Le circulateur ne laisse propager que les modes TEM. Par conséquent, les lignes de champ électrique sont perpendiculaires aux conducteurs (dans la direction z) et les lignes de champ magnétique sont parallèles entre eux et perpendiculaires aux directions de propagation dans la direction $(\varnothing)$ [6].
 - Sur les lignes à ruban, les amplitudes du champ électrique et du champ magnétique de part et d'autre du conducteur central sont à tout moment égales, mais de polarités opposées. Le problème de la propagation du champ dans le ferrite doit être résolu pour un seul disque [6].
 - On suppose que le champ dans un disque est indépendant de la coordonnée z , permettant ainsi de réduire le problème à une analyse bidimensionnelle. [6].
 - L'acuité du champ magnétique dans la ligne de couplage correspondant au même endroit est égale à la composante tangentielle $H_{\varnothing}(R, \varnothing)$ dans le ferrite [6].
 - $H_{\varnothing}(R, \varnothing)$ est constante sur la ligne d'une largeur W , et elle est équivalente à 0 ailleurs, dans le système de coordonnées cylindriques, les valeurs de $H_{\varnothing}(R, \varnothing)$ sont $H_a = a$ au port d'entrée, $H_b = b$ au port de sortie, $H_c = c$ au port isolé, et 0 ailleurs. En général H_a, H_b, H_c et sont complexe [6].
 - Le champ électrique dans le disque a une seule composante selon z , $E_z(r, \varnothing)$ ou $E_z(R, \varnothing)$ sur le pourtour de disque de ferrite quand $r=R$ [6].

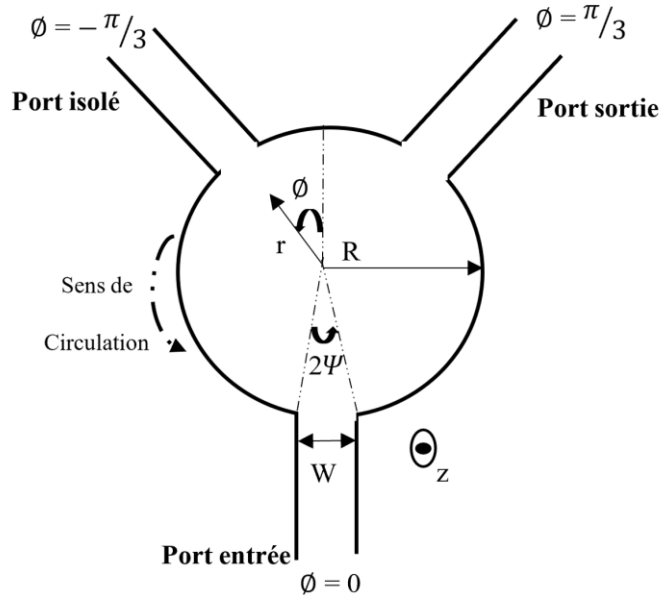


Figure III.2: Accès du conducteur central en coordonnées cylindriques [16].

Il faut utiliser les équations de Maxwell suivantes afin de déduire les expressions des champs électromagnétiques.

$$\overrightarrow{rot} \vec{E} = -j\omega \cdot \mu_0 \cdot \bar{\mu} \cdot \vec{H} \quad (III.1)$$

$$\overrightarrow{rot} \vec{H} = +j\omega \cdot \mu_0 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_f \cdot \vec{E}$$

Où ϵ_f est la permittivité relative du matériau ferrite.

$$\bar{u} = \begin{bmatrix} \mu & -j\kappa & j \\ j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{cases} B_r = \mu H_r - j\kappa H_\phi \\ B_\phi = j\kappa - H_r + \mu H_\phi \\ B_z = \mu_0 - H_z \end{cases} \quad (III.2)$$

Selon l'approche de Bosma, les composantes E_r et E_ϕ sont nulles et la hauteur des disques de ferrite est suffisamment faible pour que les champs électromagnétiques soient homogènes dans la direction z . Il est donc possible d'écrire les équations de Maxwell de la façon suivante.

$$\vec{rot}\vec{E} = -j\omega\mu_0\vec{\mu}\vec{H} \Rightarrow \begin{cases} \frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial \phi} = -j\omega\mu_0(\mu H_r - j\kappa H_\phi) \\ \frac{\partial E_z}{\partial r} = j\omega\mu_0(j\kappa H_r + \mu H_\phi) \\ H_z = 0 \end{cases} \quad (III.3)$$

On peut exprimer les différentes composantes du champ magnétique de la façon suivante :

$$\begin{cases} H_\phi = \frac{1}{j\omega\mu_0\mu_{eff}} \left[\frac{\partial E_z}{\partial r} + j\frac{\kappa}{\mu} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right] \\ H_r = \frac{1}{j\omega\mu_0\mu_{eff}} \left[-\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + j\frac{\kappa}{\mu} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] \end{cases} \quad (III.4)$$

$$\text{Avec } \mu_{eff} = \frac{(\mu^2 - \kappa^2)}{\mu}$$

Il s'agit des premiers modes de circulation, caractérisés par une répartition des champs électromagnétiques de type TM (où $H_z = 0$). Les éléments qui ne sont pas nuls dans les coordonnées cylindriques sont H_r , H_ϕ et E_z .

$$\vec{rot}\vec{H} = j\omega\epsilon\vec{E} \Rightarrow \left\{ \frac{1}{r} H_\phi + \frac{\partial H_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \phi} \right\} = j\omega\epsilon E_z \quad (III.5)$$

En remplaçant l'équation III.4 dans l'équation III.5, on obtient l'expression suivante :

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial E_z}{\partial r} + j\frac{\kappa}{\mu} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial E_z}{\partial r} + j\frac{\kappa}{\mu} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(-\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + j\frac{\kappa}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) = -\omega\mu_0\mu_{eff}\omega\epsilon E_z \quad (III.6)$$

En prenant en compte les composantes non nulles des champs et le tenseur de Polder, on obtient l'équation d'Helmholtz relative à E_z en coordonnées cylindriques de la manière suivante :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \omega^2 \epsilon \mu_0 \mu_{eff} \right] E_z(r, \phi) = 0 \quad (III.7)$$

La solution générale est donc :

$$E_{zn} = [A_n e^{jn\phi} + B_n e^{-jn\phi}] J_n(k.R) \quad (\text{III.8})$$

La fonction de Bessel de la première espèce d'ordre n est représentée par $J_n(k.R)$. En ajoutant cette formule à l'équation d'Helmholtz, on peut conclure :

$$k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_f \omega_0 u_{eff}} = \omega \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_f u_0 \frac{(\mu^2 + \kappa^2)}{u}} \quad (\text{III.9})$$

L'équation III.8 donne la solution qui correspond au mode TM de résonance d'ordre n des disques de ferrite. L'intégration de cette solution dans l'équation III.4 donne :

$$H_{\phi n}(R, \phi) = JY_{eff} \left\{ \begin{aligned} &A_n \cdot e^{jn\phi} \left[J'_n(KR) - \frac{nJ_n(KR)}{KR} \left(1 + \frac{\kappa}{\mu} \right) \right] + \\ &B_n \cdot e^{-jn\phi} \left[J'_n(KR) - \frac{nJ_n(KR)}{KR} \left(1 - \frac{\kappa}{\mu} \right) \right] \end{aligned} \right. \quad (\text{III.10})$$

$$\text{Avec : } Y_{eff} = \sqrt{\frac{\epsilon_f \epsilon_0}{\mu_0 \mu_{eff}}} \quad (\text{III.11})$$

Y_{eff} Représente l'admittance effective de l'onde dans le matériau ferrite.

La condition de mur magnétique à la périphérie des disques de ferrite est satisfaite, à l'exception des points d'accès, selon l'hypothèse de Bosma (Eq. III.12, III.13). De plus, afin de simplifier le calcul analytique, la composante du champ magnétique selon ϕ est considérée comme étant

uniforme sur toute la largeur des lignes d'accès. Nous pouvons établir de nouvelles conditions pour les champs électrique et magnétique en supposant la présence d'un mode incident à l'accès 1 :

$$\begin{aligned} \text{Accès 1} \quad \phi &= 0 \\ \text{Accès 2} \quad \phi &= \pi/3 \\ \text{Accès 3} \quad \phi &= -\pi/3 \end{aligned} \quad (\text{III.12})$$

Étant donné que les champs E_z et H_ϕ sont constants en ce qui concerne les accès, pour une valeur de $r = R$, on peut obtenir :

$$\begin{aligned}
& \begin{cases} H_{\emptyset 1}(R, \emptyset) = H_1 \\ E_{Z1} = E_1 \end{cases} \quad \text{Pour :} \quad \begin{cases} \psi < \emptyset < \psi \\ \emptyset = 0 \end{cases} \\
& \begin{cases} H_{\emptyset 1}(R, \emptyset) = H_1 \\ E_{Z1} = -E_1 \end{cases} \quad \text{Pour :} \quad \begin{cases} 2\pi/3 - \psi < \emptyset < \psi + 2\pi/3 \\ \emptyset = 2\pi/3 \end{cases} \\
& \begin{cases} H_{\emptyset 1}(R, \emptyset) = 0 \\ E_{Z1} = 0 \end{cases} \quad \text{Pour :} \quad \begin{cases} -2\pi/3 - \psi < \emptyset < \psi - 2\pi/3 \\ \emptyset = -2\pi/3 \end{cases} \\
& \{H_{\emptyset 1}(R, \emptyset) = 0 \quad \text{Partout ailleurs}
\end{aligned} \tag{III.13}$$

Selon les conditions (Eq. III.12) et (Eq. III.13) pour le premier mode, les coefficients A et B peuvent être exprimés dans l'équation (Eq. III.8) :

$$A = \frac{E_1}{2J_1(KR)} \left(1 + \frac{j}{\sqrt{3}} \right) \tag{III.14}$$

Et

$$B = \frac{E_1}{2J_1(KR)} \left(1 - \frac{j}{\sqrt{3}} \right)$$

Par la suite, l'expression du champ relative à l'équation (Eq. III.8) se transforme comme suit :

$$E_z = E_1 \frac{J_1(kr)}{J_1(KR)} \left(\cos \emptyset - \frac{\sin \emptyset}{\sqrt{3}} \right) \tag{III.15}$$

De façon similaire aux étapes précédentes, en substituant l'expression (Eq. III.15) dans l'équation (Eq. III.10), on obtient :

$$\begin{aligned}
H_{\emptyset 1} &= jY_{eff} \frac{E_1}{2J_1(KR)} \\
&\cdot \left\{ \left(1 + \frac{j}{\sqrt{3}} \right) \left[J_1'(KR) - \frac{J_1(KR)}{KR} \left(1 + \frac{\kappa}{\mu} \right) \right] e^{j\emptyset} + \left(1 - \frac{j}{\sqrt{3}} \right) \left[J_1'(KR) - \frac{J_1(KR)}{KR} \left(1 - \frac{\kappa}{\mu} \right) \right] e^{-j\emptyset} \right\} \tag{III.16}
\end{aligned}$$

En respectant les conditions (Eq. III.13), nous sommes en mesure de optimisé le résultat finale du champ magnétique en mode $n = 1$ [45]:

$$H_{\emptyset 1} = H_1 \frac{\sin \psi}{2\pi} \left[(1 - j\sqrt{3})e^j + (1 + j\sqrt{3})e^{-j\emptyset} \right] \quad (\text{III.17})$$

La fonction de Green permet d'exprimer l'élément E_z en termes de la composante $H_{\emptyset}$ en utilisant les résultats théoriques de H. Bosma [39]:

$$E_z(r, \emptyset) = \int_{-\pi}^{\pi} G(r, \emptyset; R, \emptyset') H_{\emptyset}(R, \emptyset') d\emptyset' \quad (\text{III.18})$$

Les caractéristiques du matériau ont une influence sur la fonction de Green, la fréquence et les exigences aux limites du disque de ferrite. Son expression est la suivante :

$$G(r, \emptyset; R, \emptyset') = -\frac{j \eta_{eff} J_0(KR)}{2\pi J'_0(KR)} + \frac{\eta_{eff}}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\frac{\kappa}{\mu} \frac{n J_n(KR)}{KR} \sin n(\emptyset - \emptyset') - j J'_n(KR) \cos n(\emptyset - \emptyset')}{[J'_n(KR)]^2 - \left[\frac{\kappa}{\mu} \frac{n J_n(kR)}{kR} \right]^2} J_n(KR) \quad (\text{III.19})$$

et l'impédance effective de ferrite :

$$\eta_{eff} = Z_{eff} = \sqrt{\mu_0 \mu_{eff} / \varepsilon_0 \varepsilon_f}. \quad (\text{III.20})$$

III.2.2 Conditions nécessaires pour un circulateur à jonction à bon fonctionnement

De manière similaire aux étapes antérieures, pour dériver la fonction de circulation, il est impératif de satisfaire à certaines conditions [16, 64]:

- Les circulateurs à jonction en Y fonctionnent aux alentours des fréquences de résonance d'un résonateur similaire, qui serait formé par la jonction où la condition de mur magnétique est maintenue sur toute sa périphérie. Les dimensions de ce résonateur et les propriétés du ferrite (κ , μ) et sa polarisation sont étroitement liées à la fréquence de fonctionnement du circulateur [16, 64].

- Afin de garantir une isolation optimale entre l'entrée et l'accès isolé, il est essentiel de respecter d'autres critères, tels que l'adaptation optimale entre la ligne d'entrée et le circulateur [16, 64].

III.2.2.1 Critères de résonance

De manière analogue aux étapes précédentes, si le profil de la jonction est caractérisé par un mur magnétique, le champ H_ϕ s'annule sur toute l'étendue du contour. Cependant, la composante E_z ne peut pas être nulle sans quoi cela mènerait à une solution banale et inutile [64]. De cette manière, la fonction de Green se dirige vers l'infini lorsque : $r = R$.

$$H_\phi(R = r) = 0 \quad (\text{III.21})$$

Pour une articulation circulaire, les recherches de Bosma nous permettent d'établir les conditions suivantes :

$$\begin{cases} J'_n(KR) - \frac{nJ_n(KR)}{KR} \left(1 + \frac{\kappa}{\mu}\right) = 0 & \text{mode } + \\ J'_n(KR) - \frac{nJ_n(KR)}{KR} \left(1 - \frac{\kappa}{\mu}\right) = 0 & \text{mode } - \end{cases} \quad (\text{III.22})$$

Le graphique de la figure III.3 montre la fluctuation des premiers modes en fonction du facteur d'anisotropie κ/μ . L'ordre de la racine est indiqué par le premier chiffre, n (l'ordre de la fonction de Bessel) par le second.

Le facteur d'anisotropie κ/μ tend vers 0 et les deux modes convergent vers une solution unique. Il est important de comprendre ces modes pour concevoir un circulateur, car son bon fonctionnement repose sur l'interaction entre deux modes de même ordre, comme le montre Bosma [39].

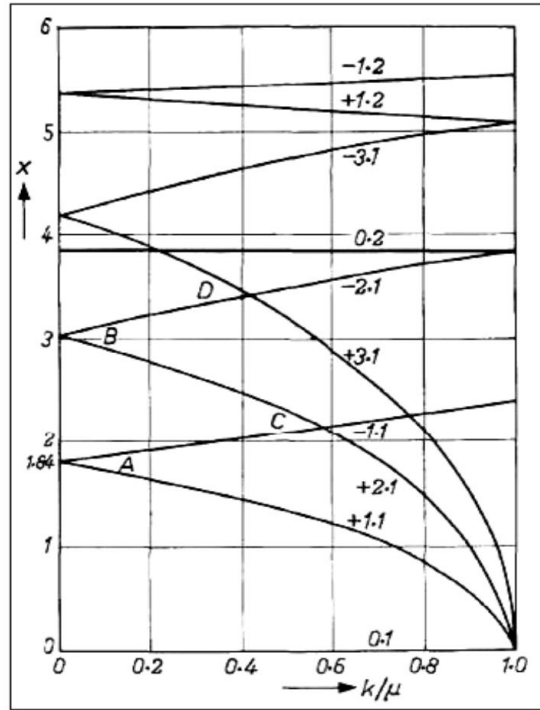


Figure III.3 : Modes de résonance selon Bosma [39].

III.2.2.2 Critères de circulation

Les boisions de circulation sont établies en se basant sur la matrice S [64]. (Eq.III.34) par :

$$\alpha = \gamma = 0, |\beta|=1 \quad (\text{III.23})$$

Avec α , γ et β seront définis par la suite.

Pour une jonction circulaire, Dans le mode 01 de circulation, la rotation se produit entre les deux modes de résonance -1,1 et +1,1. Comme de nombreux circulateurs ont des rapports d'anisotropie faibles, on propose alors une solution approximative :

$$(KR)_{1,1} = 1.84 \quad (\text{III.24})$$

Cette solution est jugée compatible avec des valeurs de couplage faibles, ce qui est particulièrement pertinent pour les circulateurs ayant une bande passante faible à modérée. La deuxième exigence est l'adaptation entre la jonction et l'accès 1, puisque les accès 2 et 3 sont déjà adaptés. Selon Wu et Rosenbaum [50], l'impédance d'entrée, en prenant en compte l'hypothèse d'adaptation des accès 2 et 3, est définie de la manière suivante [50] :

$$Z_{in} = \frac{E_z}{E_0} = -\eta - \left(\frac{j2\eta_{eff}}{\pi} \right) \left(\frac{C_1^2 C_2^2 C_3^2 + 3C_1 C_2 C_3}{C_1^2 - C_2 C_3} \right) \quad (\text{III.25})$$

Les séries C_1 , C_2 et C_3 sont définies comme étant infinies :

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{j\pi Z_d}{2Z_{eff}} + \frac{j\pi}{Z_{eff}} \psi G(0; 0) \\ C_2 &= \frac{j\pi}{Z_{eff}} \psi G(2\pi/3; 0) \\ C_3 &= \frac{j\pi}{Z_{eff}} \psi G(-2\pi/3; 0) \end{aligned} \quad (\text{III.26})$$

Selon (III.19), la fonction de Green est G.

En considérant un terme unique de la série infinie et en supposant que $|\kappa/\mu| \ll 1$, on obtient une estimation de la seconde condition de circulation :

$$\psi = \sqrt{\frac{\varepsilon}{3}} \frac{\pi(\kappa/\mu)}{1.84\sqrt{\mu_{eff}}} \quad (\text{III.27})$$

La permittivité relative du matériau diélectrique qui enveloppe les disques de ferrite est représentée par ε . On peut calculer la largeur W des lignes d'accès selon l'angle de couplage et le rayon des disques de ferrite de la façon suivante :

$$W = 2R \sin \psi \quad (\text{III.28})$$

Les équations n'ont pas pris en compte la hauteur du matériau ferrite dans la discussion précédente. Cela implique que lorsqu'on réalise une modélisation numérique du circulateur triplaqué avec HFSS, nous avons un paramètre libre.

III.3 Archétype Hexagonal

Les circulateurs triplaqué à jonction Y sont fréquemment étudiés en se basant sur la théorie Bosma. Dans cette section, nous avons exposé un cas spécifique de circulateurs avec une structure

irrégulière en forme d'hexagone (Figure III.4), en se basant sur les recherches de Bossma [39] et J. Helszajin [63]. Les dimensions géométriques présentées dans cette étude sont également utilisées pour la conception du circulateur coplanaire.

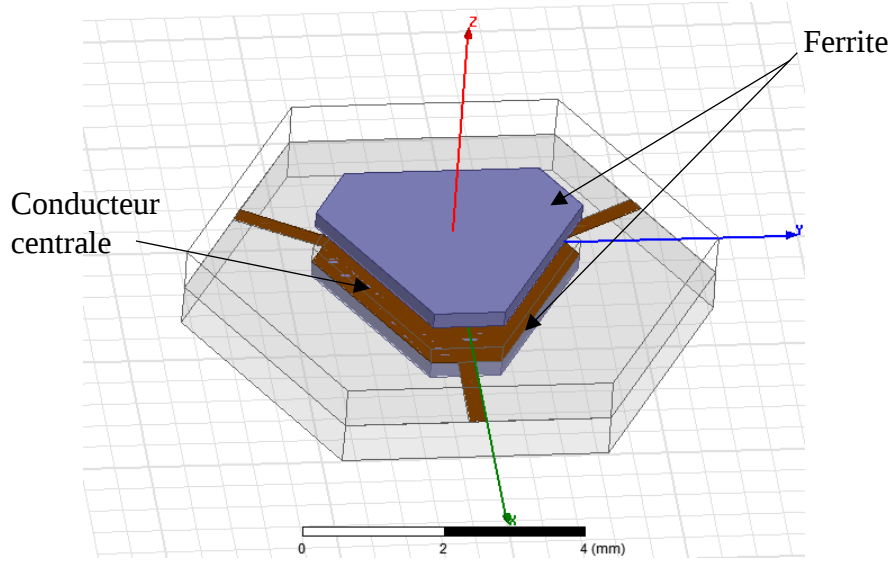


Figure III.4 : Circulateur hexagonal irrégulier triplaque à jonction Y.

Les angles de forme de l'hexagone α, β sont utilisés pour définir ce type de conformation (figure III.4). Les dimensions latérales A_1, A_2 du résonateur peuvent être calculées selon les équations suivantes :

$$A_1 = 2R \sin(\alpha) \quad (III.29)$$

$$A_2 = 2R \sin(\beta)$$

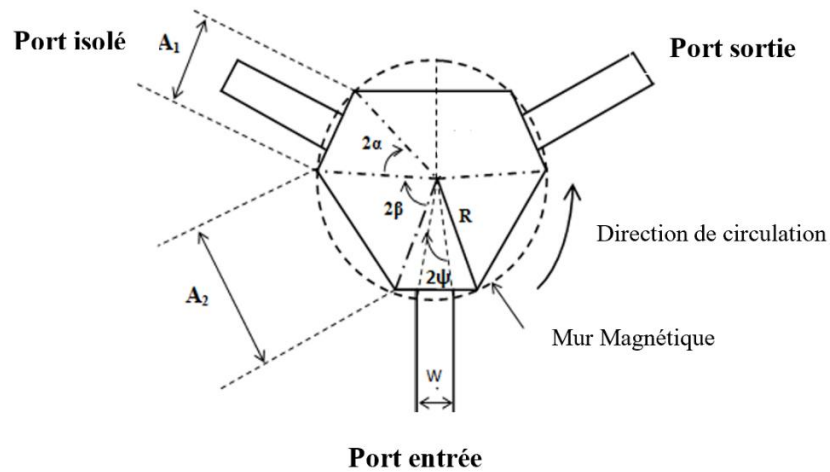
$$\text{Où : } \beta = 60^\circ - \alpha \quad (III.30)$$

Les détails d'un port de couplage typique sont décrits par la largeur W du strip-line, par l'angle de couplage Ψ , par le rayon circonscrit R d'un hexagonal irrégulier. Les relations requises entre ces variables physiques pour les deux triplets possibles de ports de la région problématique respectivement sont :

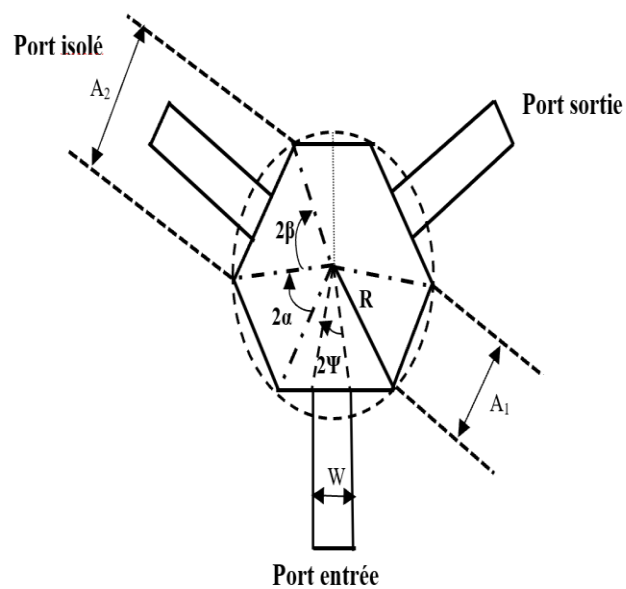
$$W = 2R \cos(\alpha) \tan(\Psi) \quad \text{Résonateur couplé au sommet} \quad (III.31)$$

$$W = 2R \cos(60^\circ - \alpha) \tan(\Psi) \quad \text{Résonateur à couplage latéral} \quad (III.32)$$

Les variables physiques entrant dans la description des deux triplets possibles pour les ports sont indiquées sur la figure (III.5) :



(a) Résonateur couplé au sommet.



(b) Résonateur à couplage latéral.

Figure III.5 : Variables physiques du circulateur hexagonal irrégulier.

III.4 Évalue les coefficients de réflexion et de transmission

Les paramètres S du circulateur triplaque à jonction Y doivent être calculés pour évaluer ses performances [16]. Toutefois, pour rendre la problématique plus simple tout en respectant les conditions et les limites, Bosma a proposé de dériver les éléments de la matrice S à partir d'un hexapôle dont la rotation est symétrique. On peut représenter de la manière suivante la matrice des paramètres S du circulateur [16] :

$$S = \begin{bmatrix} \alpha & \gamma & \beta \\ \beta & \alpha & \gamma \\ \gamma & \beta & \alpha \end{bmatrix} \quad (\text{III.33})$$

$$S = \begin{bmatrix} \alpha & \gamma & \beta \\ \beta & \alpha & \gamma \\ \gamma & \beta & \alpha \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix} \quad (\text{III.34})$$

Selon les recherches menées par Y.S. Wu et F.J. Rosenbaum [50] et R.E. Neidert et P.M. Phillips [72], les expressions des paramètres S suivantes ont été proposées :

$$\begin{cases} S_{11} = \alpha = 1 + \frac{\pi Z_d (C_1^2 + C_2 C_3)}{j Z_{eff} (C_1^2 + C_2^2 + C_3^2 - 3 C_1 C_2 C_3)} \\ S_{21} = \beta = \frac{\pi Z_d (C_2^2 + C_1 C_3)}{j Z_{eff} (C_1^2 + C_2^2 + C_3^2 - 3 C_1 C_2 C_3)} \\ S_{31} = \gamma = \frac{\pi Z_d (C_3^2 + C_1 C_2)}{j Z_{eff} (C_1^2 + C_2^2 + C_3^2 - 3 C_1 C_2 C_3)} \end{cases} \quad (\text{III.35})$$

Les admittances Y_{eff} et Y_d sont utilisées pour définir les impédances d'ondes effectives Z_{eff} et Z_d , comme indiqué respectivement par les équations (Eq.III.36) et (Eq.III.37).

$$Y_{eff} = \frac{\sqrt{\epsilon_f \epsilon_0}}{\sqrt{\mu_0 \mu_{eff}}} \quad (\text{III.36})$$

$$Y_d = \frac{\sqrt{\epsilon_d}}{120\pi} \quad (\text{III.37})$$

Une fois que nous avons calculé les valeurs de C_1 , C_2 et C_3 , nous pouvons évaluer les paramètres S de notre circulateur.

III.4.1 Prise en compte les pertes dans les calculs de paramètre S

Pour une estimation aussi précise que possible les aptitudes attendues du circulateur triplaque à jonction Y , Il est essentiel de prendre en compte les pertes lors du calcul des paramètres S . Dans cette optique, les travaux de R.E. Neidert et P.M. Phillips sont particulièrement analysés [72].

Au moment de définir les paramètres S , il est possible d'inclure les pertes qui se présentent sous trois formes différentes :

- Les pertes magnétiques.
- Les pertes diélectriques.
- Les pertes dues au conducteur.

Pour considérer les pertes magnétiques, il est primordial de considérer les éléments du tenseur de Polder sous une forme complexe. Ces pertes sont représentées par les parties imaginaires $\bar{\mu}$ et $\bar{\kappa}$, telles qu'elles sont définies dans les équations (Eq. III.41-III.43).

$$\mu = \bar{\mu} - j\bar{\mu} \quad (\text{III.38})$$

$$\kappa = \bar{\kappa} - j\bar{\kappa} \quad (\text{III.39})$$

On représente donc les parties réelles et imaginaires de μ et κ de la façon suivante [19] :

$$\bar{\mu} = 1 + \frac{\omega_0 \omega_m (\omega_0^2 - \omega^2 (1 - \alpha^2))}{(\omega_0^2 - \omega^2 (\alpha^2 + 1))^2 + 4\omega_0^2 \omega^2 \alpha^2} \quad (\text{III.40})$$

$$\bar{\bar{\mu}} = \frac{\alpha \omega_m \omega (\omega_0^2 - \omega^2 (\alpha^2 + 1))}{(\omega_0^2 - \omega^2 (\alpha^2 + 1))^2 + 4\omega_0^2 \omega^2 \alpha^2} \quad (\text{III.41})$$

$$\bar{\kappa} = - \frac{\omega \omega_m (\omega_0^2 - \omega^2 (1 - \alpha^2))}{(\omega_0^2 - \omega^2 (\alpha^2 + 1))^2 + 4\omega_0^2 \omega^2 \alpha^2} \quad (\text{III.42})$$

$$\bar{\bar{\kappa}} = - \frac{2\alpha \omega^2 \omega_0 \omega_m}{(\omega_0^2 - \omega^2 (\alpha^2 + 1))^2 + 4\omega_0^2 \omega^2 \alpha^2} \quad (\text{III.43})$$

α est l'amortissement, ω et ω_m et ω_0 sont exprimés de la façon suivante.

$$\begin{cases} \omega_m = \gamma 4\pi M_s \\ \omega_0 = \gamma H_i \end{cases} \quad (\text{III.44})$$

On peut intégrer les pertes diélectriques en utilisant les variables γ , H_i et M_s , qui représentent respectivement le facteur gyromagnétique, le champ magnétique statique interne du matériau et son aimantation à saturation. Cela est réalisé en utilisant une modélisation complexe de la permittivité relative diélectrique.

$$\varepsilon' = \varepsilon'_r - j\varepsilon''_r \quad (\text{III.45})$$

Où :

$$\varepsilon''_r = \varepsilon'_r \cdot \tan \delta_e$$

Il ne faut pas négliger l'importance de la tangente des pertes diélectriques du matériau, également connue sous le nom de $\tan \delta_e$. Ces pertes doivent être prises en compte à la fois pour le ferrite et pour le matériau diélectrique circonscrit aux disques ferrite. Pour inclure les pertes des conducteurs, nous considérons la conductivité σ et la profondeur de peau δ . Ces conducteurs génèrent à la fois un champ électrique tangentiel et un champ magnétique normal. Deux termes, G_{N1} et G_{N2} , sont donc ajoutés à la fonction initiale de Green, notée G_B , qui est intégrée dans l'équation (Eq.III.19) [72].

$$G(R, \varnothing; R, \varnothing') = G_B - G_{N1} - G_{N2} \quad (\text{III.46})$$

Où :

$$G_{N1} = -\frac{1+j}{2\pi\sigma\delta} \frac{J'_0(kR)}{J'_0(kR)} + \frac{1-j}{\pi\sigma\delta} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(ad-bc) \sin[n(\varnothing-\varnothing')] - j(ac-bd) \cos[n(\varnothing-\varnothing')]}{(c^2-d^2)} \quad (\text{III.47})$$

$$G_{N2} = -\frac{1-j}{2\pi\sigma\delta} \frac{J'_0(kR)}{J'_0(kR)} + \frac{1+j}{\pi\sigma\delta} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(ed-gc) \sin[n(\varnothing-\varnothing')] - j(ec-gd) \cos[n(\varnothing-\varnothing')]}{(c^2-d^2)} \quad (\text{III.48})$$

Avec :

$$\begin{cases} a = J'_n(kR) \\ b = \frac{\kappa}{\mu} n \frac{J_n(KR)}{KR} \\ c = J'_n(kR) \\ d = \frac{\kappa}{\mu} n \frac{J_n(KR)}{KR} \\ e = \frac{\kappa}{\mu} J'_n(kR) \\ g = n \frac{J_n(KR)}{KR} \end{cases} \quad (\text{III.49})$$

On donne le constant affaiblissement par :

$$\text{Atténuation (dB)} = \frac{8.686 \cdot R_s}{\eta_{eff} h} \cdot l \quad (\text{III.50})$$

$$\text{Où } \eta_{eff} = Z_{eff} = \frac{377}{\sqrt{\epsilon_{eff}}}$$

Dans cette formule, Z est l'impédance de l'onde, h est l'épaisseur des disques de ferrite et L est la distance entre deux ports consécutifs, où $L = 2\pi R/3$ (un tiers de la circonférence des disques de ferrite). La résistance de surface est alors calculée en se basant sur la résistance de surface.

$$R_s = \frac{1}{\sigma \delta} \quad (\text{III.51})$$

Ensuite, on exprime la profondeur de la peau par :

$$\delta = 1/\pi f \mu \sigma \quad (\text{III.52})$$

La perméabilité du conducteur est représentée par μ .

L'expression de Z_{eff} est représentée par la permittivité relative effective.

$$\sqrt{\epsilon_{eff}} = c/f \lambda_g \quad (\text{III.53})$$

Les notations utilisées dans l'équation ci-dessus sont : c pour la vitesse dans l'espace libre, f pour la fréquence de fonctionnement et λ_g pour la longueur d'onde guidée, donné comme :

$$\lambda_g = 4\pi R/3 \quad (\text{III.54})$$

III.5 Etude analytique et numérique d'un circulateur circulaire triplaque YIG

L'orientation cristallographique du grenat d'yttrium et de fer (YIG) utilisé dans la production des circulateurs est supposée être orthogonale à la couche de ferrite, ce qui permet d'appliquer le modèle de Polder dans la phase initiale. Par conséquent, on considère que l'aimantation du ferrite est similaire à celle du matériau massif ($\mu_0 M_s$), qui a une valeur de 1780 Gauss [6]. De plus, Les formules suivantes peuvent être utilisées pour représenter le champ magnétique statique interne H_i :

$$w_r = \gamma \mu_0 H_i \quad (\text{III.55})$$

$$H_i = H_0 + H_A - N_z M_s \quad (\text{III.56})$$

- La fréquence de rotation de la précession de Larmor autour du champ magnétique interne H_i est connue sous le nom de w_r .
- H_0 est le champ statique externe appliqué.
- H_A le champ d'anisotropie.
- N_z le champ démagnétisant selon la direction z .
- M_s L'aimantation à saturation.

Le facteur de démagnétisation est estimé à $N_z = 1$ lorsque la couche mince magnétique est polarisée perpendiculairement à son plan. En ce qui concerne le YIG, on considère que le champ d'anisotropie H_A est minime. Il a été choisi un champ magnétique statique externe de $H_i = 557$ kA/m [16].

Selon la fréquence, on peut observer la perméabilité effective, calculée selon le modèle de Polder, dans la figure (III.6) et dans la figure (III.7) en fonction du champ magnétique. Afin de mieux appréhender le fonctionnement du circulateur, il est essentiel de surveiller l'évolution des paramètres μ et κ en fonction de la fréquence et du champ magnétique interne du matériau. L'effet non réciproque inhérent aux composants HF est causé par ces paramètres.

Pour certains appareils, la résonance de μ et κ est utilisée, tandis que le circulateur fonctionne en dehors de cette fenêtre.

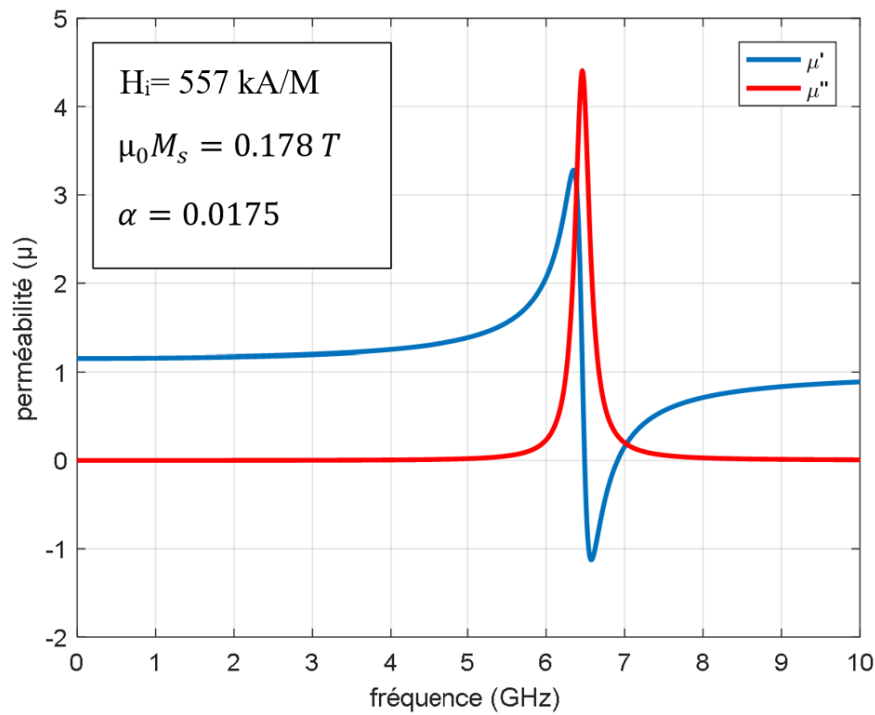


Figure III.6: Composante μ du tenseur de perméabilité du matériau magnétique en fonction de la fréquence.

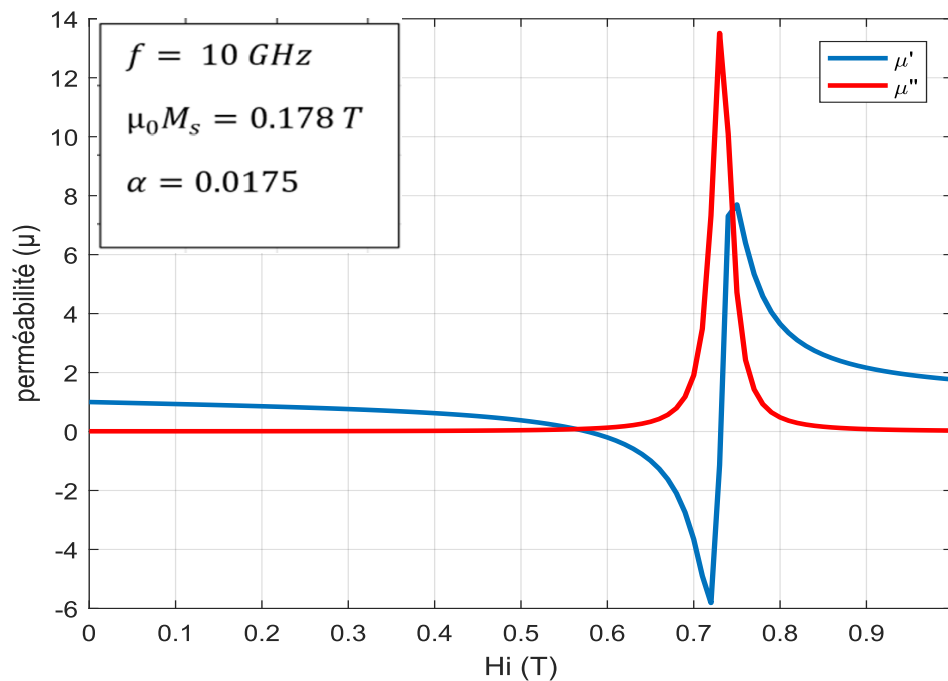


Figure III.7: Composante μ du tenseur de perméabilité du matériau magnétique en fonction du champ.

À 6,59 GHz, on observe une résonance de la perméabilité du matériau magnétique, connue sous le nom de "ferrite", avec une valeur de champ interne de 0,71 T. On calcule ce champ interne en déduisant le champ externe du champ démagnétisant, ce qui donne $H_i = H_0 + H_A - N_Z * M_s$. Le circulateur ne fonctionne pas à la fréquence de résonance, mais plutôt vers le bas ou le haut de celle-ci. D'après ces résultats, un circulateur peut être construit à des fréquences proches des 10 GHz, soit plus élevées que la fréquence de résonance.

➤ **Analyse d'un système circulaire triplaque composé de Grenat de Fer et d'Yttrium YIG :**

Grâce au logiciel HFSS, nous avons réalisé le calcul de l'évolution des paramètres S en fonction de la fréquence pour un circulateur circulaire comprenant trois plaques en ferrite polarisées par un champ interne $H_i = 557$ kA/m. La figure III.8 présente les caractéristiques de ce circulateur.

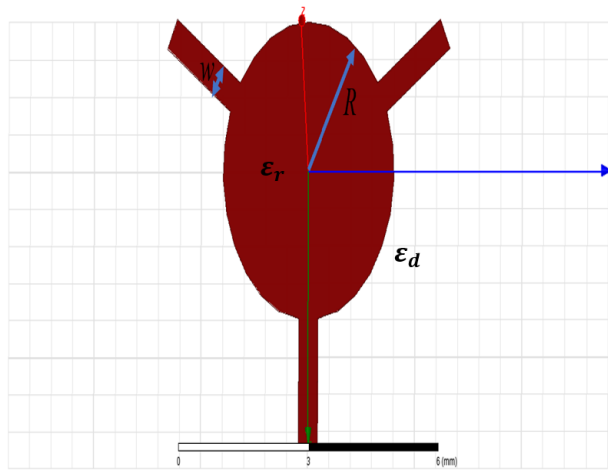


Figure III.8: Structure triplaue étudiée.

Structure étudiée :

Celle définie dans la Figure III.8.

Caractéristiques du matériau

- Diélectrique : $\epsilon_d = 14.2$, $h = 635 \mu\text{m}$.
- YIG : $\epsilon_r = 15.3$, $\mu_0 M_s = 0.178 \text{ T}$, $\Delta H = 100 \text{ Oe}$, $\tan\delta = 10^{-3}$, $h_f = 100 \mu\text{m}$, $H_i = 557 \text{ kA/m}$, pour une fréquence de 10 GHz.

Caractéristiques géométriques :

$R = 2 \text{ mm}$, $\psi = 0.052 \text{ radians}$, $W = 250 \mu\text{m}$,

Les valeurs ϵ_d et ϵ_r indiquent la permittivité relative de la matière diélectrique qui entoure les disques de ferrite (YIG : Grenat de Fer et d'Yttrium), tandis que M_s correspond à l'aimantation à saturation. On peut observer dans la figure (III.9) le résultat optimal obtenu en utilisant les paramètres déjà évoqués à une fréquence de 9.50 GHz. Il y a une perte d'insertion de 0.97 dB, un taux de réflexion de 14.38 dB et l'isolation de 18.14 dB.

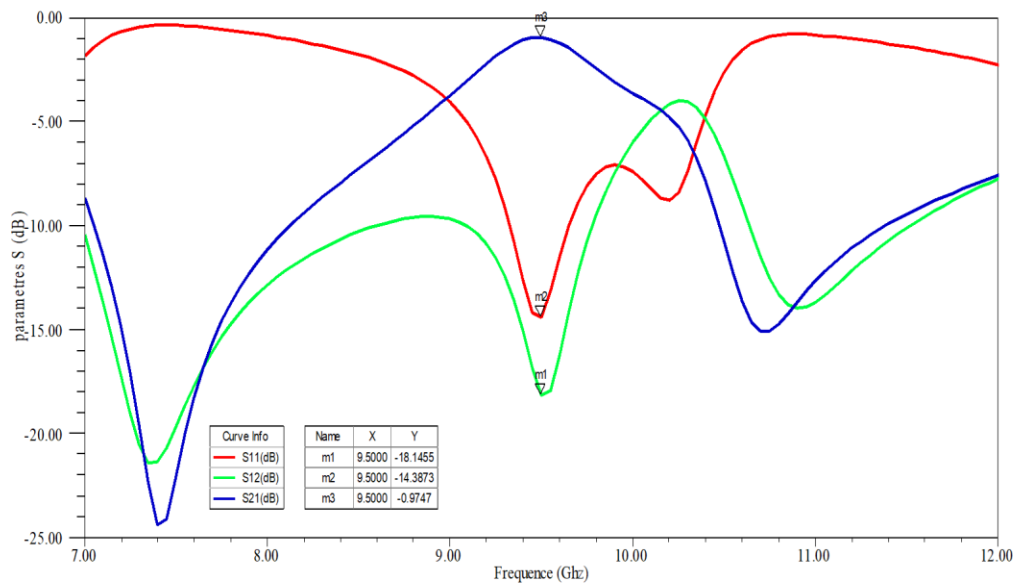


Figure III.9: Les paramètres S en fonction de la fréquence d'un circulateur triplaque.

III.6 Conclusion

La modélisation analytique du circulateur triplaque a été présentée en utilisant l'archétype de Bosma et l'archétype hexagonal, On utilise donc l'expression du champ électromagnétique de la ferrite pour évaluer les dimensions du circulateur. Ensuite, il est procédé à des calculs pour représenter les paramètres S des composants en prenant en considération divers facteurs de perte, dans le but d'évaluer les performances poursuivies. Le ferrite (YIG) que nous avons sélectionnée a pu fonctionner autour de la fréquence de 10 GHz grâce à ses paramètres constitutifs. Étant donné la difficulté liée à la modélisation analytique du circulateur triplaque, nous avons choisi d'opter pour une méthode numérique en utilisant le logiciel HFSS d'Ansoft. L'objectif est d'étudier comment les paramètres géométriques et les caractéristiques des matériaux influencent les performances du circulateur.

Chapitre IV

Modélisation numérique d'un circulateur hexagonale

IV.1 Introduction

Le but de cette recherche est de développer un circulateur coplanaire fonctionnant dans l'intervalle de fréquence 10-20 GHz. Wen [29] a d'abord étudié et développé la théorie du guide d'ondes coplanaire (CPW : Coplanar Wave-guide). Ogasawara [57] a ensuite montré qu'un circulateur à jonction Y utilisant CPW pouvait fonctionner avec succès à certaines fréquences.

La configuration coplanaire est privilégiée en raison de ses avantages pour l'interconnexion des composants hyperfréquences et pour le processus de fabrication. Les conducteurs et les plans de masse sont produits simultanément en une seule étape technique, sans besoin de vie [1]. À l'heure actuelle, peu de chercheurs étudient et produisent des circulateurs avec une forme CPW.

Le présent chapitre repose sur l'analyse de conception de J. Helszajn [63], un circulateur coplanaire avec un conducteur central hexagonal a été proposé. Au moment de concevoir ce composant, Les caractéristiques les plus performantes doivent être choisies : une perte d'insertion minimale - (1 dB), une isolation efficace (-20 dB) et une large plage de fréquences.

Grâce à des études paramétriques utilisant le simulateur Ansoft HFSS, l'optimisation des composants a finalement été achevée, aboutissant à une structure performante. Dans ce travail, les principales méthodes seront développées et des simulations numériques réalisées pour améliorer les performances des circulateurs coplanaires hexagonal.

IV.2 Modélisation numérique sous Ansoft HFSS

La modélisation numérique des dispositifs passifs est conçue grâce au logiciel commercial Ansoft HFSS selon la méthode des éléments finis. La conception géométrique est divisée en plusieurs tétraèdres (pièces) [1], Chacun de ces tétraèdres constitue un réseau de structures [1]. On évalue les dimensions des champs électriques et magnétiques à l'intérieur d'une pièce en combinant les composantes du champ électromagnétique calculées aux sommets et aux milieux des arêtes de ces tétraèdres respectives [1]. Chaque élément est enregistré avec les valeurs calculées du champ électromagnétique. Ensuite, on résolve les équations de Maxwell matrice par matrice en utilisant des méthodes numériques classiques [1].

La taille du maillage correspond au niveau de précision requis et est limitée par les ressources informatiques. Une bonne précision est obtenue lorsque la taille de l'élément fini est petite par rapport à la longueur d'onde du milieu modélisé [1].

Les maillages créés dans Ansoft HFSS sont générés à partir d'une analyse adaptative. Autrement dit, le maillage initial est créé en divisant la structure en tétraèdres. Le maillage est progressivement affiné dans les régions présentant l'erreur la plus élevée jusqu'à ce qu'un critère de convergence défini par l'utilisateur soit atteint [1]. Le critère de convergence concerne la valeur du paramètre S qui est obtenue en continu lors du raffinement du maillage pour une fréquence particulière.

La structure triplaque présentée dans le paragraphe suivant est modélisée numériquement à l'aide de HFSS. Sélectionner le matériau magnétique, les caractéristiques physiques et les paramètres géométriques les plus appropriés a été notre objectif, afin de garantir des bonnes performances du circulateur dans les conditions suivantes [6] :

- Effet non réciproque : $ENR = |S_{12}| - |S_{21}| > 20 \text{ dB}$.
- Pertes d'insertion : $|S_{12}| < 1$.
- L'isolation : $|S_{12}| > 20$.
- Le ratio fonctionnement est approximativement de 10 GHz.
- Impédance caractéristique proche de 50Ω

IV.2.1 Circulateur triplaque

Dans cette partie, nous avons introduit un circulateur hexagonal à jonction Y avec une topologie triplaque, comme le montre la figure (IV.1).

La disposition triplaque démontre une symétrie fondamentale autour du conducteur central, où ce conducteur central de forme hexagonale sépare les deux couches de ferrite, avec trois lignes d'accès disposées à un angle de 120 degrés [39]. Ces hexagones de ferrite sont enveloppés d'un diélectrique (alumine). Pour conclure, deux plans de masse enveloppent chacun des côtés de cette mise en place. Le matériau ferrite est orienté magnétiquement de manière orthogonale à la surface du disque [39].

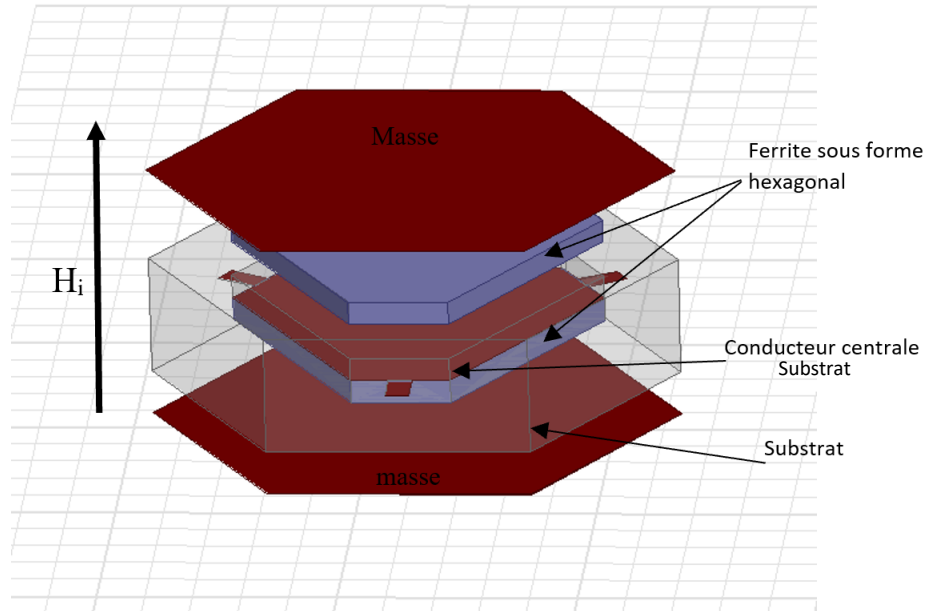


Figure IV.1: Circulateur triplaque hexagonale a des plans de masse placés au-dessus et en dessous de la structure.

Les caractéristiques géométriques idéales de la structure mentionnée précédemment sont exposées dans le tableau ci-dessous, à partir d'une série de simulations réalisées avec HFSS.

Paramètres	Valeurs
Rayon conducteur central R	2 mm
Largeur de la ligne d'accès W	400 μm
La longueur du côté du conducteur central A_1 et A_2	1035 μm 2828 μm

Tableau IV.1: Dimensions géométriques optimales d'un circulateur hexagonal triplaque pour une couche mince de ferrite 100 μm .

Le grenat d'yttrium et de fer (YIG) a été sélectionné comme matériau magnétique, qui possède les propriétés magnétiques qui sont listées dans le tableau IV.2:

$\varepsilon_r = 15.3$	La permittivité relative
$\mu_0 M_s = 0.178 \text{ T}$	Aimantation à saturation
$H_i = 557 \text{ KA/m}$	Un champ magnétique interne
$\Delta H = 100 \text{ O}_e$	La largeur de la raie de résonance ferromagnétique
$\alpha = 0.0175$	Le facteur d'amortissement
$\tan \delta = 10^{-4}$	La tangente de perte diélectrique
$F = 10 \text{ GHz}$	La fréquence de fonctionnement

Tab IV.2 : détails physiques du matériau magnétique.

Les ajustements des configuration S d'un circulateur triplaque à jonction Y, fondés sur une orientation saturée avec un champ magnétique interne de 557 kA/m pour le YIG [16], sont exposés ci-dessous. Ces données sont présentées à titre d'illustration (voir figure IV.2). Le disque de ferrite mesure 100 μm d'épaisseur tandis que le conducteur est en cuivre d'une épaisseur de 1 μm .

Le cuivre est utilisé pour la métallisation (conducteur et plans de masses) à une permittivité relative égale à 1, une perméabilité relative égale à 0.999991, une conductivité égale à $580 \cdot 10^5 \text{ S / m}$ et une épaisseur de 1 μm .

Conformément au tracé de courbes (voir Figure IV.2), La fréquence d'utilisation du circulateur est de 10,02 GHz, Cela conduit à une diminution d'insertion de -0,98 dB. Les réflexions et les niveaux d'isolation sont respectivement de -16,84 dB et -23,03 dB, alors que l'impédance caractéristique est de 46 Ω .

Il convient de noter que nous n'avons pas examiné les impacts des variations de divers paramètres physiques sur le comportement de ce circulateur, car notre travail est axé sur l'étude du circulateur hexagonal en topologie coplanaire.

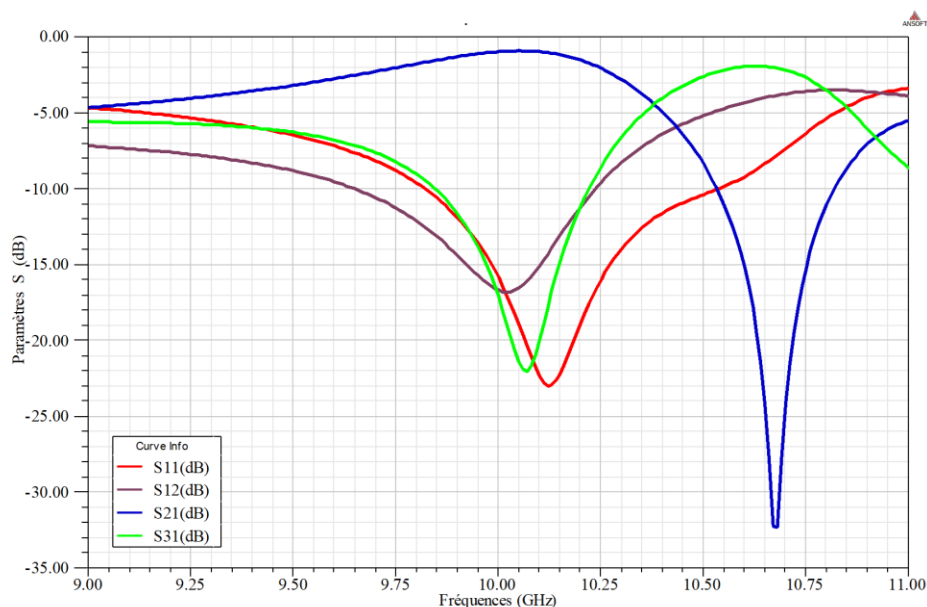


Figure IV.2: Paramètres S du circulateur hexagonale triplaque avec une couche de ferrite 100 μm .

IV.2.2 Circulateur hexagonal coplanaire

Le premier souci réside dans Les structures coplanaires ne sont pas définies par des règles de conception et il est nécessaire de définir certains paramètres géométriques [16]. Les résultats numériques obtenus précédemment pour la structure triplaque doivent donc être transférés au cas coplanaire. La technique Coplanaire repose sur une structure où les plans, conducteur et de masse sont placés sur la même face du substrat [16]. Le circulateur étudié se caractérise par une conception coplanaire, où le plan de masse inférieur est configuré de manière identique au conducteur central, comme le montre la figure IV. 3 (a). Ce schéma de masse aidera à faciliter une transition fluide de l'onde propagée des lignes d'accès (à l'horizontale) vers le segment circulaire du conducteur central (à la verticale) [6].

Avant de passer à la deuxième partie sur les structures coplanaires hexagonales, nous avons comparé les technologies triplaque et coplanaires en termes de configuration électromagnétique.

La figure ci-dessous est indiquée les distributions des champs électriques et magnétiques pour les deux topologies [16]. La figure IV. 3(a) est pour présenter une topologie triplaque où les signaux du champ magnétique sont positionnés autour du conducteur central, situés entre deux plans de masse, tandis qu'entre la ligne et le GND, un champ électrique intense est constaté [16].

On peut observer dans la figure IV. 3 (b) les plans conducteur et de masse séparés par une fente pour la topologie coplanaire où le champ électrique à l'intérieur de la fente est élevé [16], Son mode de fonctionnement s'apparente à celui des circulateurs triplaques lorsqu'un plan de masse est positionné sous le ferrite, comme illustré dans la figure IV.3(c) [16].

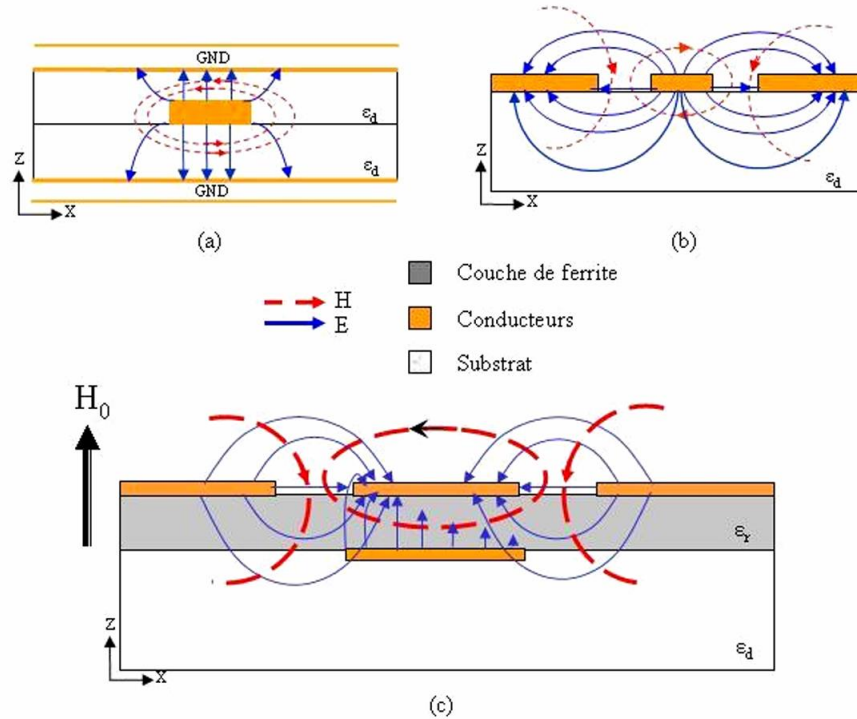


Figure IV.3 : La configuration électromagnétique comprend [16] : (a) topologie triplaque, (b) topologie coplanaire, (c) topologie coplanaire avec ferrite et un plan de masse inférieur [16].

Dans la section suivante, nous exposons une étude paramétrique approfondie de deux modèles distincts présentant des formes variées du conducteur central. (Voir figure IV. 4). Dans le premier modèle, la ligne d'accès est connectée au sommet du conducteur central et dans le deuxième modèle, la ligne d'accès est connectée à la paroi latérale du conducteur central.

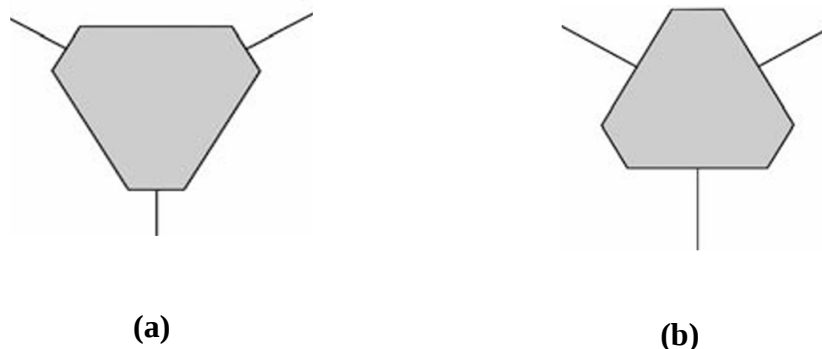


Figure IV.4: Schémas des circulateurs à un conducteur central hexagonal : (a) les parois latérales couplées, (b) sommets couplés.

Nous examinons d'abord une première structure et essayons de la concevoir avec une isolation adéquate et en mettant en place un rapport adéquat entre les paramètres d'isolation et la perte d'insertion [16].

IV.2.2.1 Géométrie de la première topologie

Le circulateur hexagonal coplanaire (CPW) que nous avons étudié dans cette partie est présenté dans la figure (IV.5(a)) avec ses différentes dimensions géométriques, ce circulateur a une partie centrale de forme hexagone irrégulier couplé au sommet avec des ligne d'accès orientés à 120° l'un par rapport à l'autre avec une largeur W . Le circulateur est fabriqué avec une couche de ferrite YIG pour confirmer l'opération non réciproque, ses caractéristiques magnétiques sont mentionnées précédemment dans le Tableau (IV.2), on dépose cette couche magnétique sur un diélectrique alumine (Al_2O_3) d'une épaisseur de $635 \mu\text{m}$ [39], avec une permittivité relative de 9,4 et une tangente de pertes diélectriques [16]. Finalement, la connexion entre la ligne de signal et le plan de masse est établie dans un plan commun, avec une petite fente (G_1) entre la ligne et les plans de masse latéraux [16], Comme représenté dans la figure IV.5(b). Il convient de souligner que la fente (G_2) représente la distance entre le plan de masse et le conducteur central, tandis que les côtés du conducteur hexagonal, A_1 et A_2 , représentent les côtés du conducteur hexagonal [73].

La métallisation (conducteur et plans de masses) est en cuivre à une permittivité relative égale à 1, une perméabilité relative égale à 0.999991, une conductivité égale à $580 \cdot 10^5$ S / m et une épaisseur de $1\mu\text{m}$.

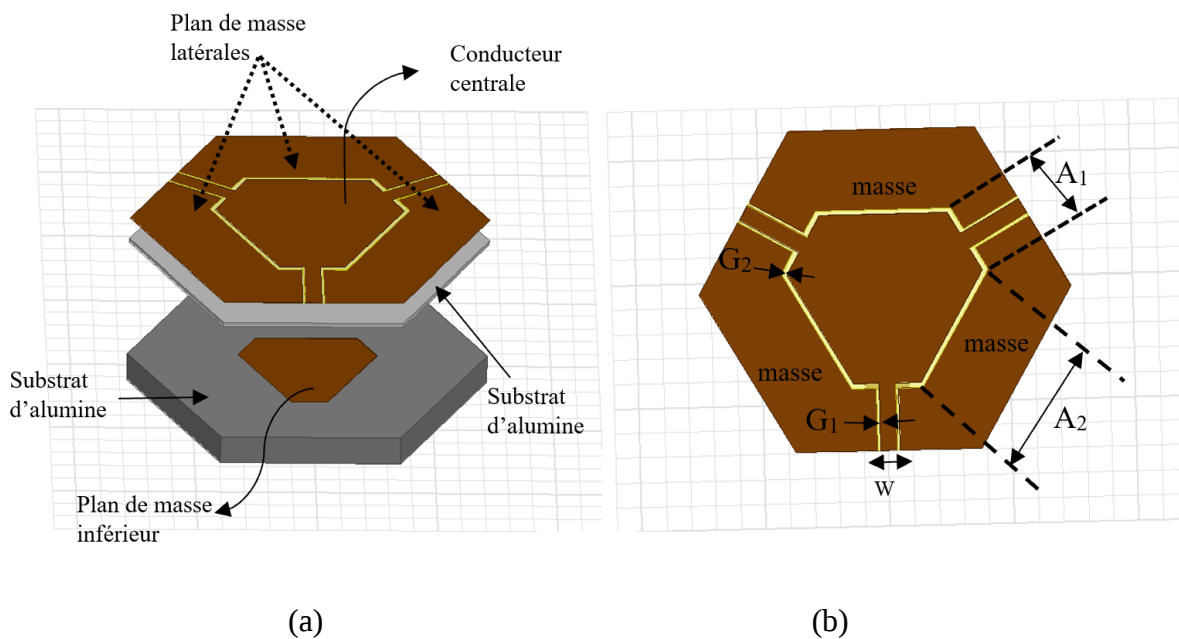


Figure IV.5: (a) Configuration avec diverses couches d'un circulateur coplanaire hexagonal à jonction Y couplé au sommet. (b) vue de dessus.

Nous avons simulé la structure ci-dessus à l'aide d'Ansoft HFSS et essayé d'optimiser les performances S. Une fois les conditions de circulation sont vérifiées, on ne s'intéresse qu'à la perte d'insertion et à l'isolement, puisque l'équation (III. 23 pages 84) garantit les autres performances [6].

Après une réalisation d'une série de simulations sous HFSS, Les dimensions géométriques optimales de notre circulateur sont résumées dans le tableau suivant :

Paramètres	Valeurs
Rayon central R	2 mm
Rayon de plan de masse inférieur (Rg)	2.2 mm
Largeur de l'accès W	350 μm
Fente G_1	70 μm
Fente G_2	100 μm
La longueur du côté du conducteur central A_1 et A_2	1368 μm 2571 μm
La longueur du côté du conducteur central A_{1g} et A_{2g}	1138 μm 3111 μm
Epaisseur de ferrite h_f	100 μm

Tab IV.3: Dimensions optimales d'un circulateur hexagonal coplanaire pour une couche mince de ferrite 100 μm .

Les matériaux nécessaires à la conception ont été identifiés en utilisant le HFSS, un modèle géométrique du circulateur qui devait être analysé. Supposons que le CPW ne présente aucune perte, que le conducteur est un conducteur parfait, que le diélectrique présente un facteur de perte de 10^{-4} , et que la structure est entourée d'une boîte d'air (voir figure IV.6). Il est nécessaire d'enflammer la structure. Nous avons utilisé des Wave-Ports qui sont spécifiques pour des excitations coplanaires, et excite le ferrite par un champs magnétique perpendiculaire à la structure de valeur 557 000 A/m comme la figure ci-dessous indique :

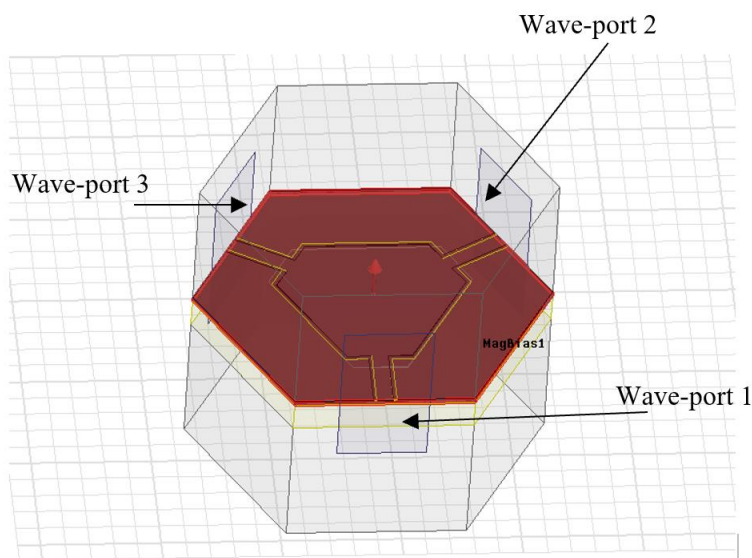


Figure IV.6: Wave-port : Configuration du signal électrique.

Présentée ci-dessous, la trajectoire des paramètres S illustre l'amélioration d'un circulateur coplanaire hexagonal, optimisé autour d'un ferrite saturé de type YIG, polarisé avec un champ magnétique interne de 557 kA/m, comme illustré dans la figure IV.7.

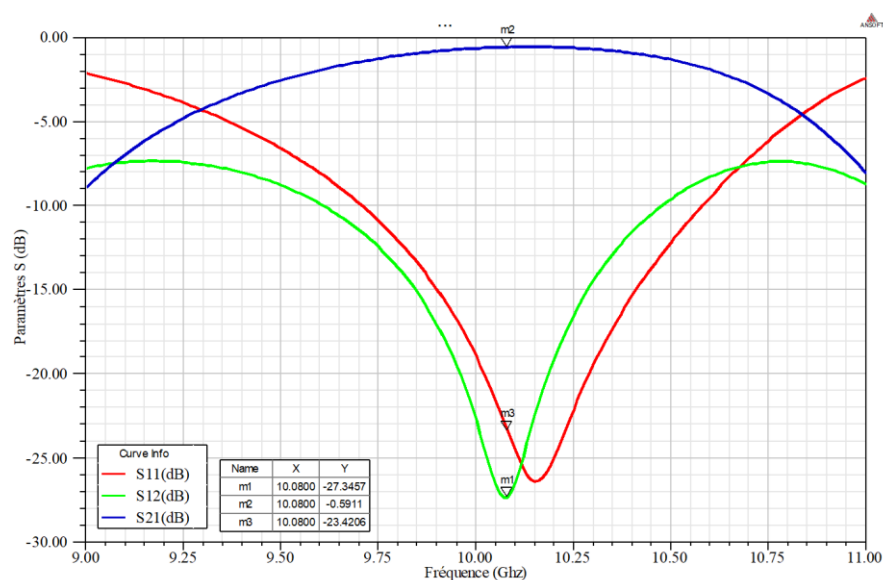


Figure IV.7: Trajectoire des paramètres S en fonction de la fréquence pour un circulateur hexagonal irrégulier coplanaire.

La trajectoire des paramètres S révèle l'émergence du phénomène de non-réciprocité vers 10,08 GHz. À ce stade, le signal est acheminé d'un port à l'autre avec des pertes d'insertion (S_{21}) atteignant environ 0,59 dB., tandis que dans le sens inverse, le signal est stoppé avec une isolation (S_{12}) de -23.42 dB. La réflexion (S_{11}) au niveau du port d'accès 1 est de -27.34 dB. L'impédance caractéristique est de 48 Ω , ce qui correspond à une valeur proche de 50 Ω . Par conséquent, les conditions spécifiées de modélisation numérique ont été réalisées. Afin de prouver l'efficacité de la réponse du dispositif.

Il y a un champ électrique considérable entre la ligne et le plan de masse (voir figure IV.8). Le mouvement de circulation dans le circulateur est assuré par les phénomènes de transition électromagnétique et de déplacement de champs [6]. Le plan de masse situé au centre du circulateur est essentiel dans notre configuration, car la ferrite présente dans cette zone entraîne le phénomène de circulation (cf. Figure IV.3(c)). Par ailleurs, la présence d'une surface conductrice sous la couche de ferrite joue un rôle de transition électromagnétique [6]. Effectivement, une onde plane traversant un matériau ferrimagnétique se subdivise en deux parties : une onde polarisée circulairement gauche et une onde polarisée circulairement droite. L'interaction constrictive de ces ondes sur un chemin d'accès permet la transmission du signal, tandis qu'elles interagissent de manière destructive sur l'autre chemin d'accès, l'isolant ainsi [16].

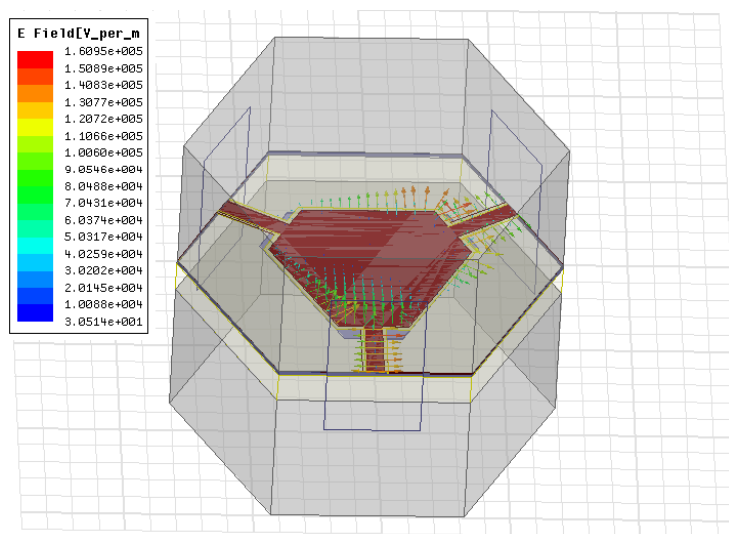


Figure IV.8: Lignes de champs électrique.

Afin d'optimiser l'efficacité du circulateur coplanaire, Il sera procédé à une analyse paramétrique pour évaluer l'impact des dimensions géométriques et des caractéristiques des matériaux sur les paramètres S. L'attitude de circulateur coplanaire mentionnée précédemment a été étudiée, avec une couche mince de ferrite et une couche épaisse.

IV.2.2.1.1 Etude paramétriques du comportement d'un circulateur hexagonale couplé au sommet

A) Circulateur à couche de ferrite mince

Nous avons analysé de quelle manière les paramètres géométriques et les caractéristiques des matériaux impactent le fonctionnement du circulateur hexagonal coplanaire, avec une couche mince de 100 μm . Selon les données numériques de l'étude triplaque, il a été conclu que le rayon du conducteur centrale (R) et le rayon de ferrite doivent être fixés à 2 mm et 2.2 mm respectivement.

A.1) Changement de la largeur d'accès (W)

Selon l'équation (III.29), il semble que les changements dans l'angle de couplage (Ψ) ont un impact direct sur la largeur (W) de la ligne d'accès, l'objectif est d'obtenir un angle de couplage ou bien une largeur d'accès optimale de sorte que l'impédance caractéristique sur chaque ligne doit être proche de 50 Ω , pour cela nous avons fixé le rapport W/G_1 et changé la valeur des lignes d'accès (W) d'environ 350 μm à 450 μm et $G_1=100 \mu\text{m}$ (la distance entre les plans de masse et la ligne d'accès) Pour optimiser les résultats (S).

La figure IV.9 est montrée que Le changement de la largeur a un impact irrégulier sur les paramètres (S), les paramètres S sont optimaux ($S_{21} = -0.72 \text{ dB}$, $S_{12} = -24.65 \text{ dB}$, $F = 10.13 \text{ GHz}$) pour $W = 350 \mu\text{m}$ soit $\Psi = 0.0902 \text{ rad}$.

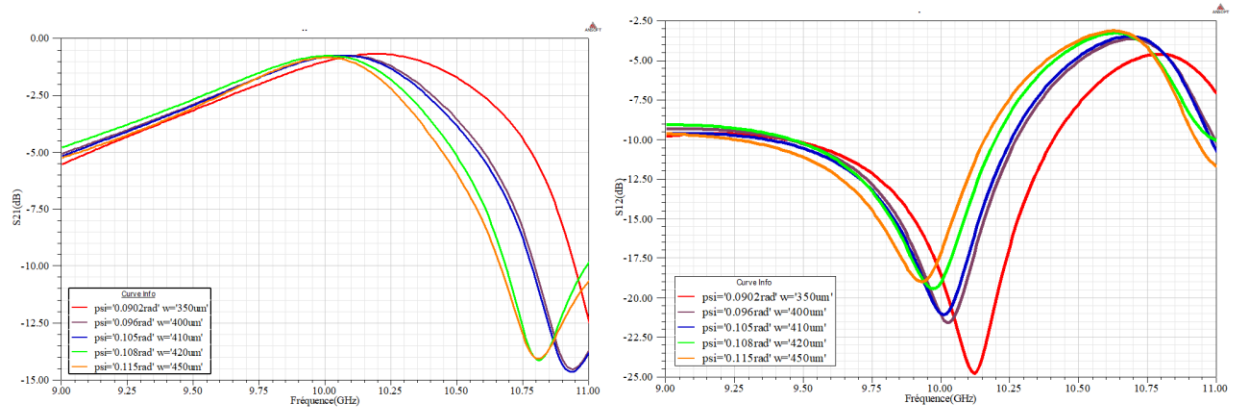


Figure IV.9: Évolution des paramètres S en fonction de fréquence pour différentes largeurs des lignes d'accès (W) et l'angle de couplage (Ψ). (a), Pertes d'insertion, (b) Isolation

A.2) Changement la longueur des côtés du conducteur central A_1 et A_2

Nous avons effectué une autre série de simulation pour voir l'influence de la longueur des côtés (A_1 , A_2) du conducteur central sur les performances du circulateur hexagonal, Nous avons conservé les valeurs obtenues précédemment.

L'équation (III.32) montre que la variation de la longueur des côtés est directement liée aux variations des angles de forme de l'hexagone α, β . La figure IV.10 illustre que les meilleures performances sont acceptables pour toutes les variation ($S_{21} < -1 \text{ dB}$ et $S_{12} > -20 \text{ dB}$), mais nous avons préféré $A_1 = 1368 \mu\text{m}$ ($\alpha = 0.3490 \text{ rad}$) et $A_2 = 2571 \mu\text{m}$ ($\beta = 0.6981 \text{ rad}$) pour une perte d'insertion -0.62 dB et isolation -23.80 dB à une fréquence de 10 GHz .

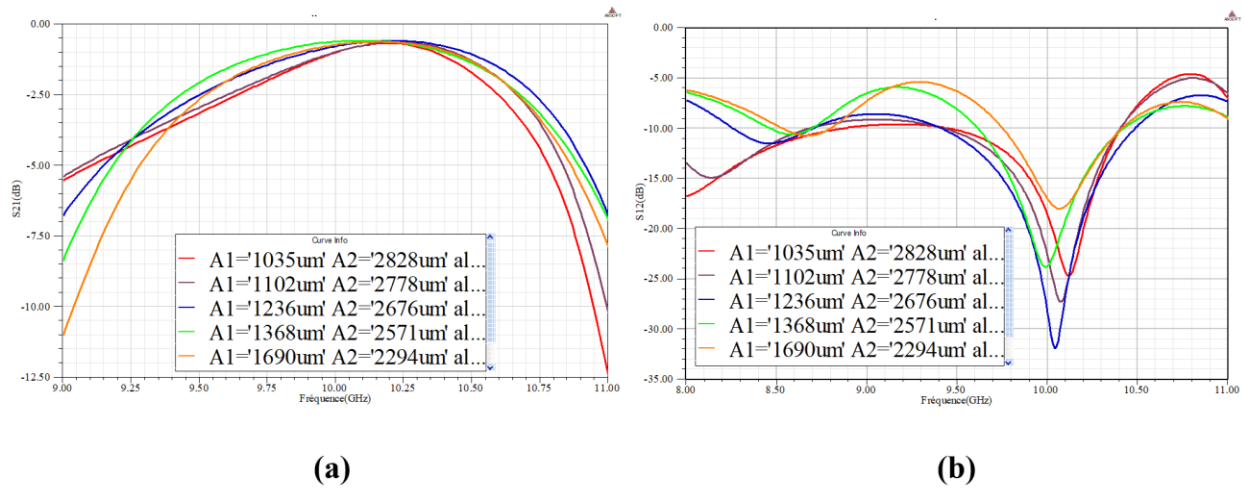


Figure IV.10 : Trajectoire des paramètres S en fonction de fréquence selon la longueur des côtés du conducteur central A_1 et A_2 , (a), Pertes d'insertion, (b) Isolation.

A.3) Changement la longueur des côtés du plans de masse inferieur A_{1g} et A_{2g}

L'étude de la variation de longueur des côtés du plan de masse inférieur est cruciale pour comprendre comment le circulateur hexagonal fonctionne [73], nous avons conservé la valeur de la longueur des côtés ($A_1 = 1368 \mu m$, $A_2 = 2571 \mu m$) du conducteur central précédemment, nous avons remarqué d'après la figure ci-dessous que la taille de masse inferieur ne doit pas être plus grand que la taille du conducteur centrale, plus la taille est grande, les perte d'insertion sont augmentées de façons irrégulièrement mais avec des valeur acceptable ($S_{21} < -1$). Les meilleur résultats ($S_{21} = -0.62$ dB, $S_{12} = -23.80$ dB, $F = 10$ GHz) sont obtenus pour $A_{1g} = 1138 \mu m$ et $A_{2g} = 3111 \mu m$. Cette valeur est conservée pour la prochaine étude.

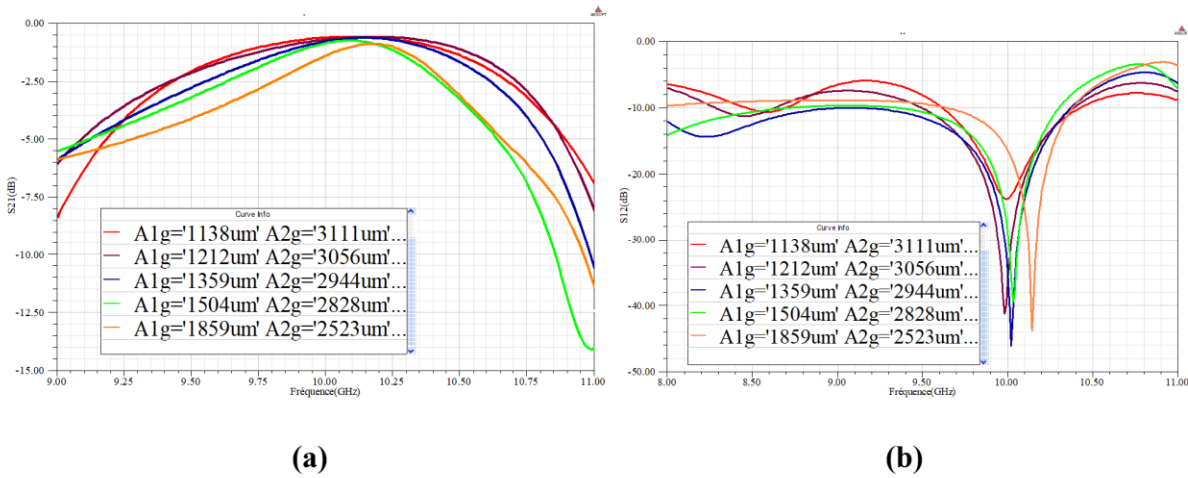


Figure IV.11 : Trajectoire des paramètres S en fonction de fréquence selon la longueur des côtés du plans de masse inférieur central A_{1g} et A_{2g} , (a) Pertes d'insertion, (b) Isolation

A.4) Changement des fentes G_1 et G_2

Différents paramètres ont été pris en compte pour étudier les performances du circulateur, comme les fentes entre la ligne et les plans de masse latéraux (G_1) et celles entre le conducteur central et les plans de masse latéraux (G_2). En conservant une relation constante W/G_1 afin de maintenir une impédance caractéristique des accès proche de 50Ω , comme illustré dans la figure IV.5(b).

Les performances S du circulateur sont influencées par la variation de la fente G_1 de $40 \mu\text{m}$ à $110 \mu\text{m}$, comme illustré dans la figure IV.12, on note que la fente G_1 est affectée sur les paramètres (S) de façon irrégulièrement. La valeur $G_1 = 70 \mu\text{m}$ de la fente est améliorée les pertes d'insertion (S_{21}) qui est diminuée jusqu'à -0.59 dB et augmenter l'isolation (S_{12}) à -27.35 dB , la fréquence de fonctionnement est à 10.08 GHz avec une impédance $Z = 46 \Omega$.

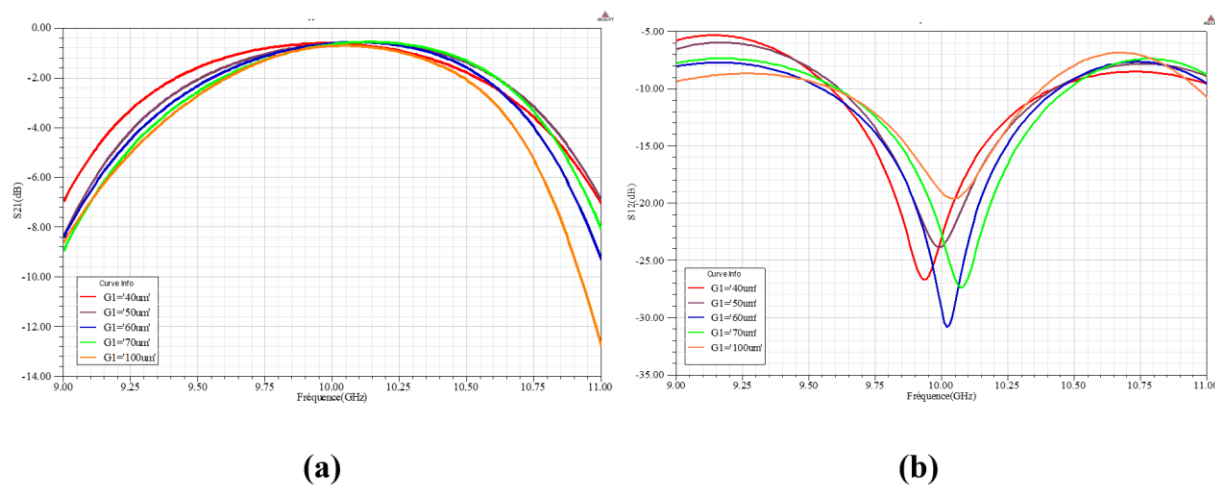


Figure IV.12 : Changements des paramètres S en fonction de la fréquence en relation avec la fente G_1

(a) Pertes d'insertion, (b) Isolation.

Les paramètres S réagissent aux changements de la fente G_2 (50 μm , 60 μm , 80 μm , 100 μm , 110 μm), montrant une élévation des pertes d'insertion quand la fente diminue (voir figure IV.13). Les performances optimales sont observées pour $G_2 = 110 \mu\text{m}$ ($S_{21} = -0.61 \text{ dB}$, $S_{12} = -38.80 \text{ dB}$ à 10 GHz, avec une impédance de 46 Ω), comme l'illustrent les graphiques.

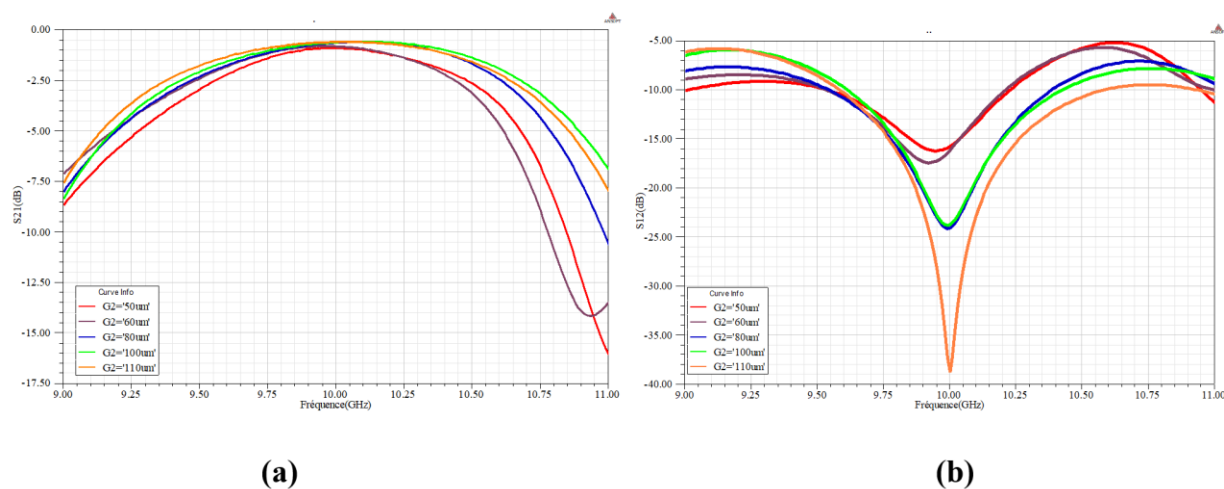


Figure IV.13 : Progression des paramètres S en fonction de la fréquence selon la fente (G_2)

Pertes d'insertion, (b) Isolation.

Nous avons examiné comment les paramètres constitutifs influent sur les caractéristiques du circulateur hexagonal coplanaire.

A.5) Changement de la permittivité du diélectrique (ϵ_d)

Ci-dessous, nous exposons les variations de la permittivité relative du matériau diélectrique qui entoure la ferrite [44]. Conformément à l'équation (III-28), cette variation de la permittivité relative du substrat induit un changement de couplage Ψ , Ce qui impacte la largeur de la ligne d'entrée., tel que mentionné dans l'équation III-32. Ainsi, il y a une variation sur les dimensions de structure, ce qui a un impact irrégulier sur les paramètres S et la fréquence de fonctionnement.

ϵ_d	Ψ (rad)	W (um)	S ₂₁ (dB)	S ₁₂ (dB)	F (GHz)
1	0.433	1736	-2.03	-10.44	8.99
5	0.193	734	-1.16	-11.98	9.44
10	0.136	514	-1.02	-42.25	9.62
15.3	0.110	441	-0.80	-26.49	9.75
50	0.0613	230	-1.68	-17.38	10.32

Tableau IV.4: Effet de la permittivité ϵ_d sur la performance du circulateur.

A.6) Changement du facteur de pertes diélectriques du ferrite ($\text{tg}\delta$)

Le matériau ferrimagnétique dans lequel fut focalisé notre attention est le Grenat de Fer et d'Yttrium (YIG), connu par ses faibles pertes. L'impact du facteur de pertes associé aux ferrites sur les performances du circulateur a été étudié comme illustré dans la figure IV.14.

Tant que le tangent de l'angle de perte diélectrique ($\text{tg}\delta$) reste inférieur à 10^{-2} , Ce paramètre n'affecte pas de manière significative les performances du composant.

Cependant, lorsque $\text{tg}\delta$ atteint ou dépasse 10^{-2} , les pertes d'insertion deviennent sensibles., atteignant environ -1 dB pour $\text{tg}\delta = 0.1$

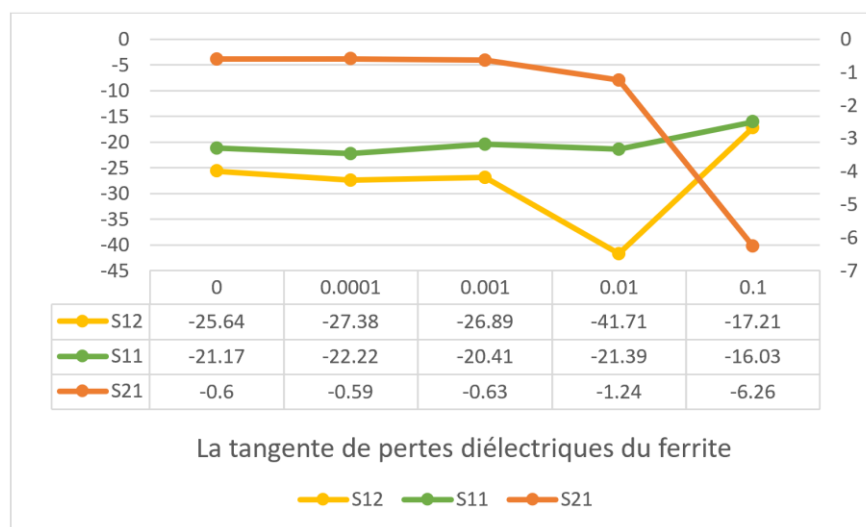


Figure IV.14 : Paramètres S selon la perte diélectrique du ferrite ($\text{tg}\delta$).

A.7) changement sur le type de la métallisation

Nous avons utilisé la métallisation (conducteur et plans de masses) en cuivre avec permittivité relative de 1, perméabilité relative de 0.999991, conductivité de $580 \cdot 10^6 \text{ S/m}$ et épaisseur de $1 \mu\text{m}$, dans cette section nous avons remplacé le cuivre par l'or avec une conductivité de $41 \cdot 10^6 \text{ S/m}$ et analysé les performances du circulateur coplanaire. Les résultats sont proches de ceux du cuivre (voir figure IV.15), avec une légère amélioration de l'isolation ($S_{21} = -0.65 \text{ dB}$, $S_{12} = -28 \text{ dB}$ à 10.05 GHz avec une impédance de 48Ω).

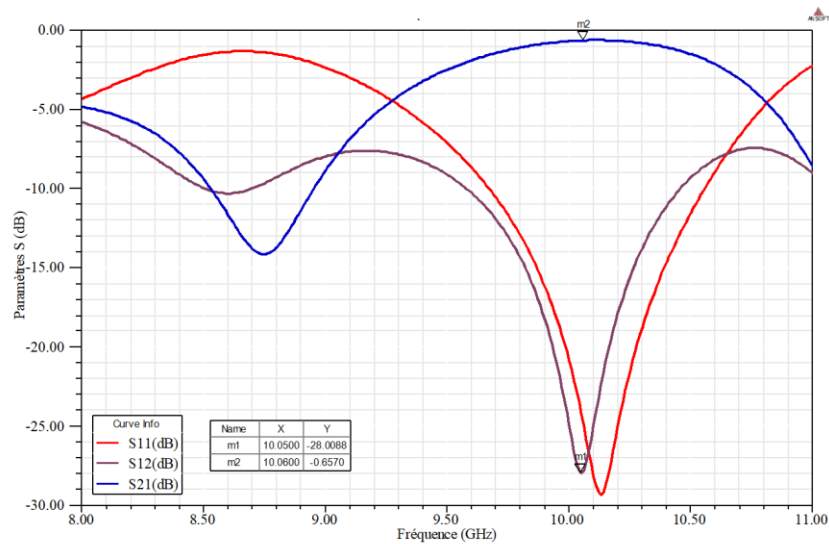


Figure IV.15: Paramètres S en fonction de la fréquence selon le type de la métallisation (l'or).

IV.2.2.1.2 Paramètres S du circulateur optimal à 75 μm de ferrite

Dans cette partie nous avons étudié l'influence d'épaisseur de ferrite sur l'adaptation et les performances de circulateur hexagonal lorsque on a le réduit à 75 μm , pour cela nous avons lancé une autre série de simulation sous HFSS. Nous soulignons que ce circulateur est fabriqué avec les mêmes propriétés métalliques et magnétiques qui sont mentionnés déjà dans la conception du circulateur à épaisseur 100 μm du ferrite.

L'isolation et les pertes d'insertion en fonction de la fréquence ($S_{21} = -0.67$ dB, $S_{12} = -37.41$ dB, $F = 10.13$ GHz) sont présentées sur la figure IV.15 pour les différents paramètres géométriques, celles-ci ont été répertoriées dans le Tableau IV.5.

Paramètres	Valeurs
Rayon conducteur R	2 mm
Rayon de plan de masse inférieur (Rg)	2.2 mm
Largeur du conducteur de la ligne d'accès W	350 μm
Fente G_1	50 μm
Fente G_2	110 μm
La longueur du côté du conducteur central A_1 et A_2	1368 μm 2571 μm
La longueur du côté du conducteur central A_{1g} et A_{2g}	1138 μm 3111 μm
Epaisseur de ferrite h_f	75 μm
Epaisseur de masse h_g	1 μm

Tableau IV.5 : Dimension optimales des paramètres géométriques d'un circulateur hexagonal coplanaire pour une couche mince de ferrite 75 μm .

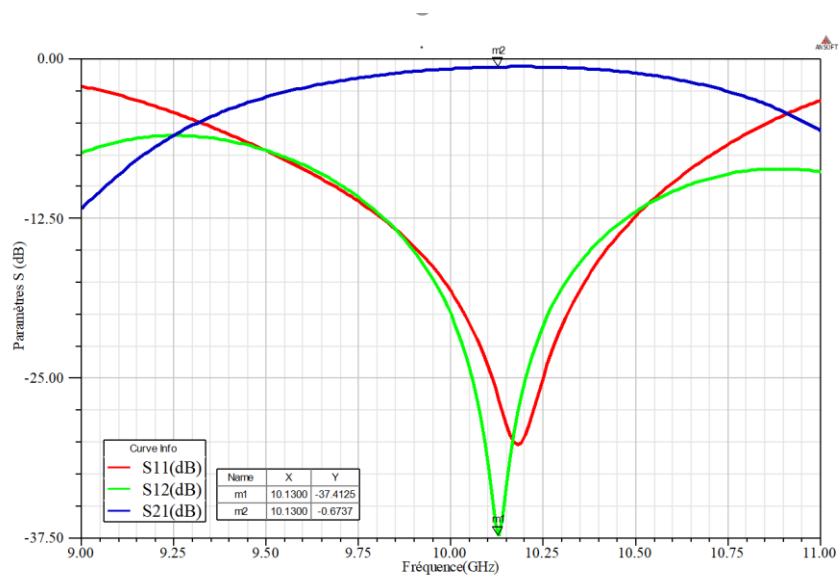


Figure IV.16: Paramètres S pour un circulateur hexagonal irrégulier coplanaire à 75 μm de ferrite.

B) Circulateur à couche de ferrite massive

Une fois que les paramètres géométriques du circulateur hexagonal coplanaire avec une couche de ferrite mince d'une épaisseur de 100 μm ont été analysés, se l'oriente vers le deuxième objectif, à savoir la création d'un circulateur à couche massive. Dans cette perspective, nous avons dû refaire une série de simulations et déterminer de nouvelles valeurs pour la largeur de ligne et la fente (qui sont les seules différences en termes de correspondance avec la fine couche). On a établi un diamètre du conducteur de 2 mm et une épaisseur de la couche de ferrite de 1000 μm . On a maintenu une impédance d'environ 50 Ω dans chaque ligne et on a ajusté le rapport W/G_1 à afin d'obtenir une meilleure performance.

Les valeurs optimales obtenues après une étude paramétrique sont présentées dans le Tableau IV.6.

Paramètres	Valeurs
Rayon conducteur R	2 mm
Rayon de plan de masse inférieur (R_g)	2.2 mm
Largeur du conducteur de la ligne d'accès W	450 μm
Fente G_1	65 μm
Fente G_2	40 μm
La longueur du côté du conducteur central A_1 et A_2	1035 μm 2828 μm
La longueur du côté du conducteur central A_{1g} et A_{2g}	1138 μm 3111 μm
Epaisseur de ferrite h_f	1000 μm
Epaisseur de masse h_g	1 μm

Tableau IV.6 : Dimensions optimales des paramètres géométriques d'un circulateur hexagonal coplanaire pour une couche mince de ferrite 1000 μm .

Pour le circulateur optimisé, on peut observer une évolution des paramètres S en fonction de la fréquence (voir Figure IV.16). Notons que ce circulateur est fabriqué à partir de YIG saturé et est

conçu pour un champ magnétique interne de 557 kA/m. Par ailleurs, l'épaisseur de la couche de ferrite est de 1000 μm , tandis que l'épaisseur du conducteur en cuivre est de 1 μm .

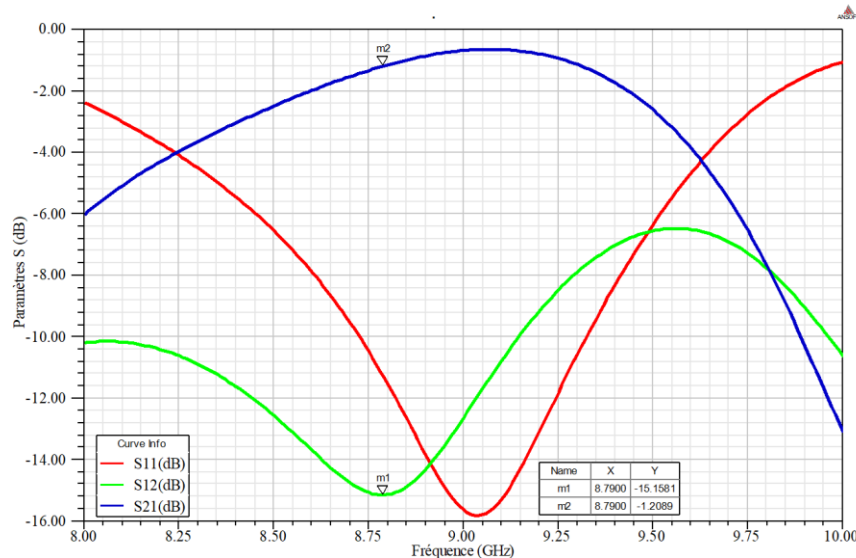


Figure IV.17: progressions des paramètres S en fonction de la fréquence pour un circulateur hexagonal irrégulier coplanaire à 1000 μm de ferrite.

Pour un circulateur en couche massive 1000 μm de ferrite les performances sont données comme suit :

- La fréquence de circulation est 8.79 GHz.
- Les pertes d'insertions sont de -1.20 dB.
- L'isolation est de -15.15 dB
- La réflexion est de -11.53 dB.
- Une impédance caractéristique au niveau des ports de 45 Ω .

IV.2.2.2 Géométrie de la deuxième

Dans cette section, nous avons examiné notre second modèle montré sur la figure suivante dont les parois latérales du conducteur central sont reliées aux lignes d'accès et cherché à réaliser une conception plus efficace.

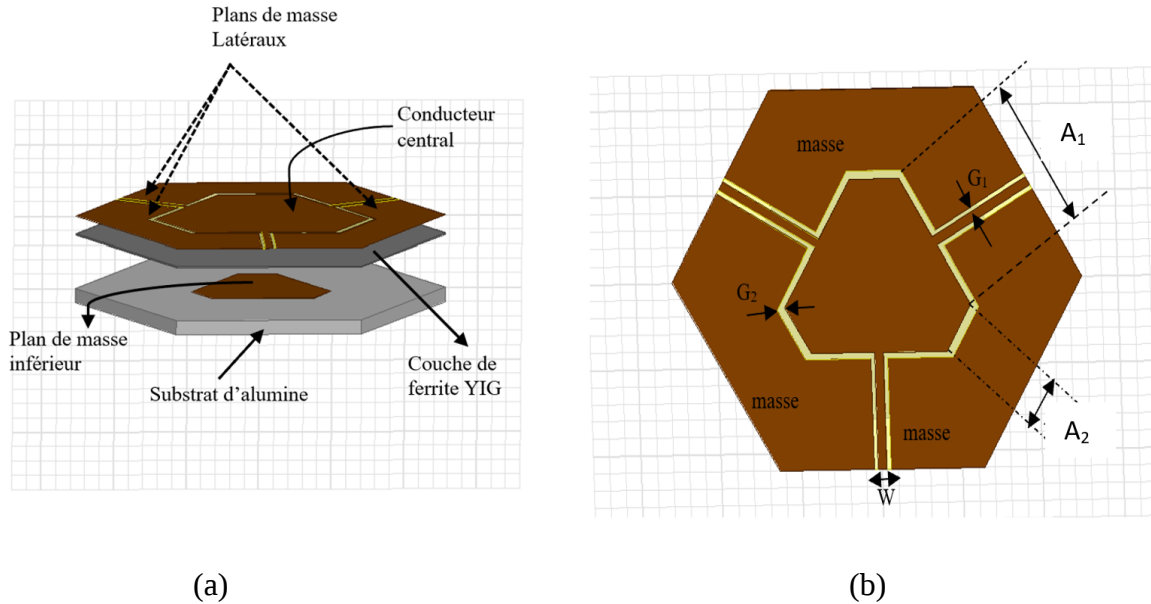


Figure IV.18 : (a) Configuration avec des diverses couches d'un circulateur coplanaire hexagonal à jonction Y à résonateur couplé latéralement. (b) vue de dessus.

Pour atteindre notre but, il est crucial de relancer une pléthore de simulations sous HFSS afin de rechercher la valeur optimale de chaque paramètre géométrique (voir figure IV.18 (b)) qui garantit le bon fonctionnement du notre circulateur, premièrement avec une couche de ferrite mince et deuxièmement avec une couche épaisse, sachant que pour ces deux études la métallisation (conducteur et plans de masses) est en cuivre à une permittivité relative égale à 1, une perméabilité relative égale à 0.999991 et une conductivité égale à $580 \cdot 10^5$ S / m, et le ferrite (YIG) est caractérisé par les paramètres suivants :

- $\epsilon_r = 15.3$ la permittivité relative, $\mu_0 M_s = 0.178$ T l'aimantation à saturation, $H_i = 557000$ A/m le champ de polarisation interne applique perpendiculaire sur la ferrite.
- $\alpha = 0.0175$, $\tan \delta = 10^{-4}$, $\Delta H = 100$ O_e sont respectivement le facteur d'amortissement, la tangente de perte diélectrique et la largeur de la résonance ferromagnétique à la fréquence 10 GHz.

IV.2.2.2.1 Etudes paramétriques du comportement d'un circulateur hexagonale coplanaire à parois couplé latéralement

Auparavant, nous avons examiné l'impact des paramètres géométriques et des caractéristiques des matériaux sur le comportement du deuxième modèle de circulateur coplanaire, ainsi que les paramètres S.

A.) Circulateur à couche de ferrite mince

A.1) Changement des fentes G_1 et G_2

Nous avons étudié l'influence des paramètres suivants : les fentes G_1 , G_2 , la longueur du côté de l'hexagone du conducteur central A_1 et A_2 , En outre, la longueur du côté des plans de masse inférieurs, notés A_{1g} et A_{2g} , ont été ajoutés. La largeur du conducteur de la ligne d'accès W a été fixée à 300 μm (voir Figure IV.18), L'épaisseur de la ferrite a été maintenue à 100 μm . En outre, on a conservé le rapport W/G_1 afin d'atteindre une impédance standard des accès de 50 Ω . L'impact de la variation de la fente G_1 , allant de 40 μm à 110 μm , sur les performances S du circulateur est illustré dans la Figure IV.19. On observe une réponse du circulateur se manifestant initialement autour de 10 GHz. Les pertes d'insertion augmentent avec l'augmentation de la fente. Les rendements sont optimaux pour $G_1 = 40 \mu\text{m}$ ($S_{21} = -0.71 \text{ dB}$ et $S_{12} = -23.35 \text{ dB}$ à 10.35 GHz avec une impédance $Z = 46 \Omega$).

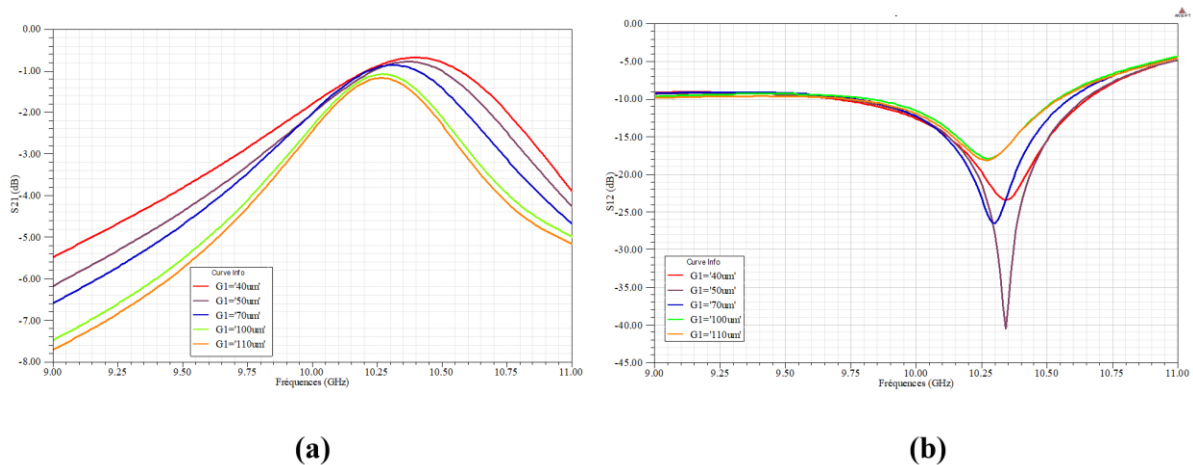


Figure IV.19 : Progression des paramètres S en fonction de la fréquence selon la fente G_1

(a) Pertes d'insertion, (b) Isolation.

Dans le cadre d'une nouvelle série de simulations, nous avons exploré l'effet de la fente G_2 sur le comportement du composant, en maintenant la valeur optimale de G_1 à $40 \mu\text{m}$. Les courbes obtenues, comme illustré dans la figure IV.20, ont révélé que les rendements sont optimaux pour $G_2 = 100 \mu\text{m}$, avec $S_{21} = -0.72 \text{ dB}$ et $S_{12} = -23.34 \text{ dB}$ à 10.34 GHz . Cette valeur sera utilisée dans les prochaines modélisations.

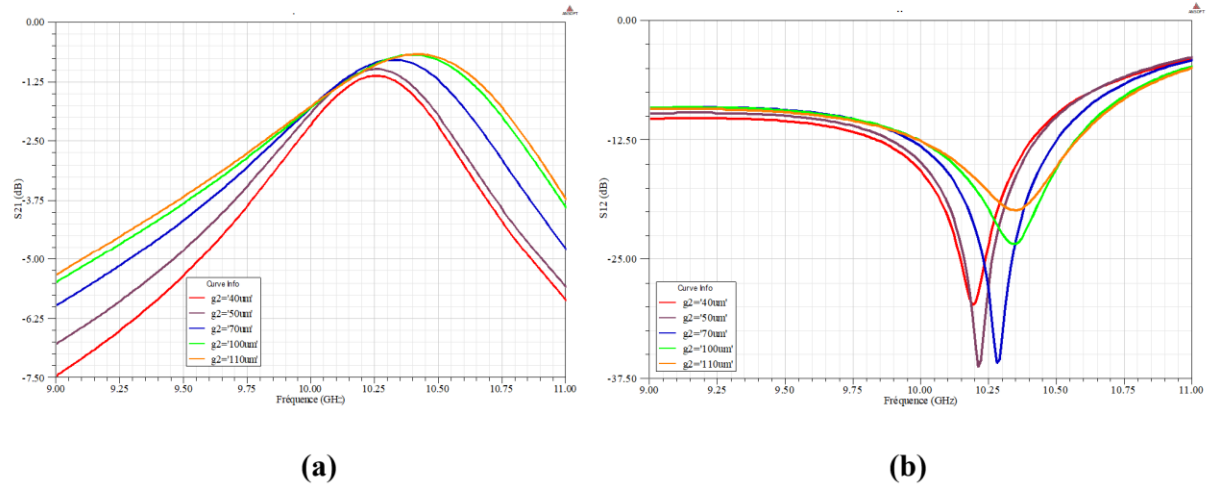


Figure IV.20: Progression des paramètres S en fonction de la fréquence selon la fente G_2

(a) Pertes d'insertion, (b) Isolation.

A.2) Changement la longueur du côté de l'hexagone du conducteur centrale A_1 et A_2

Le but était d'évaluer l'impact de la longueur du côté du conducteur centrale sur le comportement du circulateur coplanaire, Pour optimiser ce facteur, nous avons effectué une série de modélisation numérique en HFSS et fixé les longueurs A_{1g} , A_{2g} (voir figure IV .17) Concernant le plan de masse inférieur, positionné sous la couche de ferrite, les mesures constatées sont de $3535 \mu\text{m}$ et $1294 \mu\text{m}$, en cohérence avec les angles de forme de l'hexagone $\alpha = 0,7853 \text{ rad}$ et $\beta = 0,2617 \text{ rad}$ (cf. équation III).

Les résultats optimaux ont été obtenus pour $A_1=2676 \text{ m}$ et $A_2=1236$ avec $\alpha = 0,6981 \text{ rad}$ et $\beta = 0,3490 \text{ rad}$, comme indiqué dans la figure IV.21.

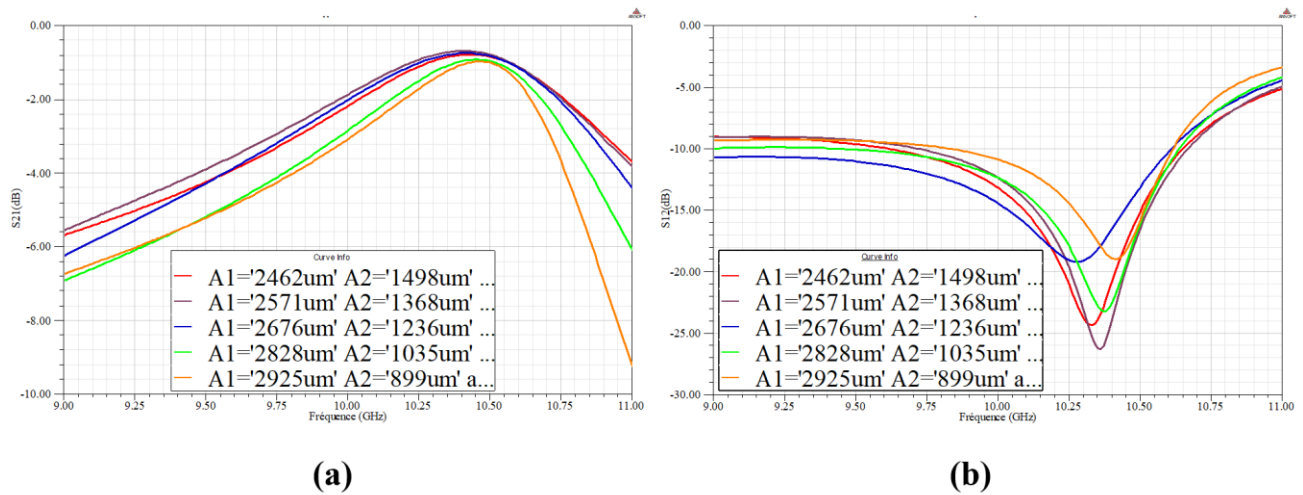


Figure IV.23 : Progressions des paramètres S en fonction de la fréquence selon la longueur des côtés de l'hexagone du conducteur centrale A_1 et A_2 .

(a) Pertes d'insertion, (b) Isolation.

IV.2.2.2.2 Paramètres S du circulateur optimal (100 μm)

En conclusion, les variations des paramètres S du circulateur hexagonal coplanaire, optimisé avec du YIG saturé et aligné sous un champ interne de 557 kA/m, sont exposées ci-dessous (voir figure IV.22). Le tableau IV.7 présente une synthèse des informations préalablement collectées concernant les paramètres géométriques et La nature physique des matériaux.

Paramètres	Valeurs
Rayon conducteur central R	2 mm
Rayon de plan de masse inférieur (R _g)	2.2 mm
Largeur du conducteur de la ligne d'accès W	300 μm
Fente G ₁	40 μm
Fente G ₂	100 μm
La longueur du côté du conducteur central A ₁ et A ₂	2571 μm 1368 μm
La longueur du côté du conducteur central A _{1g} et A _{2g}	3111 μm 1138 μm
Epaisseur de ferrite h _f	100 μm
Epaisseur de masse h _g	1 μm
Permittivité relative ϵ_r	15.3
$\mu_0 M_s$	1.780 T
ΔH	100 O _e

Tab IV.7 : Les caractéristiques physiques et géométriques optimales d'un circulateur coplanaire pour une couche mince de ferrite de 100 μm .

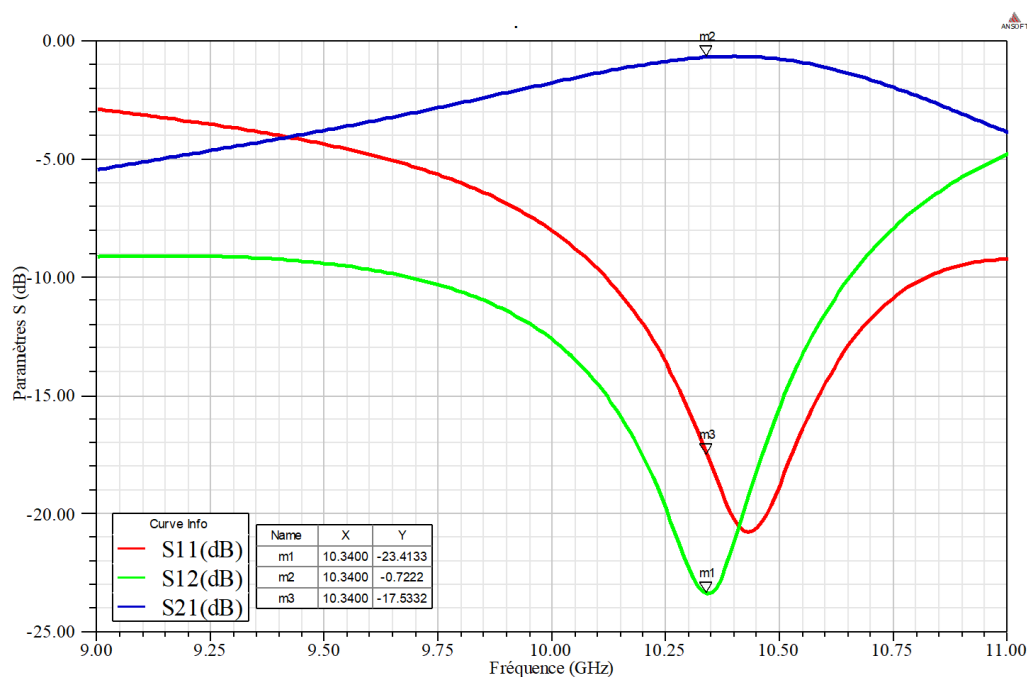


Figure IV.22: Paramètres S d'un circulateur hexagonale coplanaire à 100 μm de ferrite couplée latéralement.

Pour un circulateur en couche mince 100 μm de ferrite les performances sont données comme suit :

- La fréquence de circulation est 10.34 GHz.
- L'isolation de -23.41 dB.
- Les pertes d'insertions sont de -0.75 dB.
- La réflexion est de -17.53 dB.
- Une impédance caractéristique au niveau des ports de 46 Ω .

IV.2.2.2.3 Paramètres S du circulateur optimal (75 μm)

Dans cette nous avons entrepris de minimisée l'épaisseur de la ferrite à 75 μm . Pour cela, une nouvelle série de simulations sous HFSS a été lancée dans le but de trouver la valeur optimale de chaque paramètre géométrique du circulateur. A noter que ce circulateur possède les mêmes propriétés métalliques et magnétiques que déjà évoquées dans la conception du circulateur en ferrite de 100 m d'épaisseur.

La figure IV.23 présente les graphiques illustrant l'isolation et les pertes d'insertion en fonction de la fréquence pour divers paramètres géométriques : $R = 2 \text{ mm}$: rayon conducteur central.

- $R_g = 2.2 \text{ mm}$: rayon de plan de masse inférieur.
- $W = 160 \text{ }\mu\text{m}$: largeur de la ligne d'accès.
- $G_1 = 30 \text{ }\mu\text{m}$: fente entre la ligne et le plan de masse.
- $G_2 = 100 \text{ }\mu\text{m}$: fente entre le conducteur central et le plan de masse.
- $h_f = 75 \text{ }\mu\text{m}$: épaisseur du matériau magnétique.
- $A_1 = 2571 \text{ }\mu\text{m}$, $A_2 = 1368 \text{ }\mu\text{m}$: les longueurs du côté du conducteur central.
- $A_{1g} = 3165 \text{ }\mu\text{m}$, $A_{2g} = 1064 \text{ }\mu\text{m}$: les longueurs du côté du triangle de plan de masse inférieure.
- $h_g = 1 \text{ }\mu\text{m}$: épaisseur de la masse.

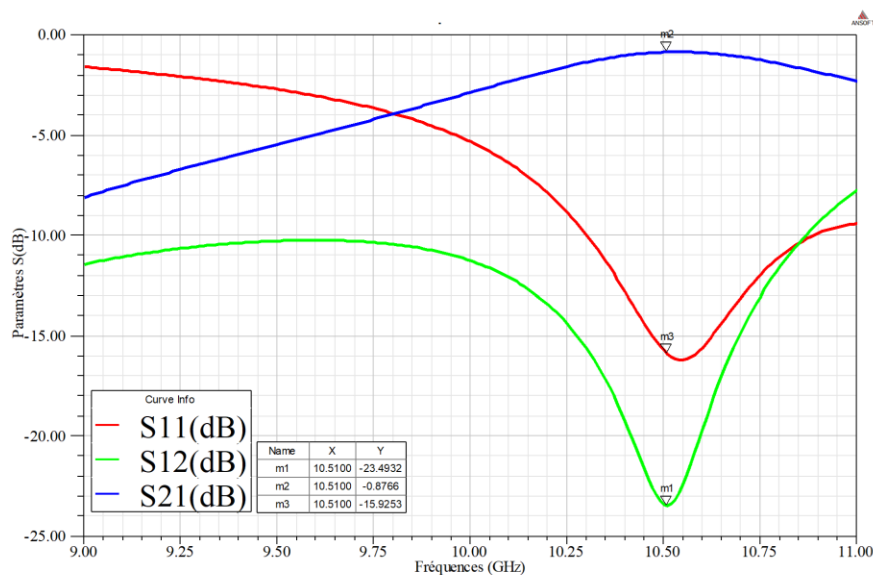


Figure IV.23: Paramètres S d'un circulateur hexagonal coplanaire à 75 μm de ferrite.

B.) Circulateur à couche de ferrite épaisse (1000 μm)

Le matériau magnétique employé dans ce cas est défini sous Ansoft HFSS avec les caractéristiques suivantes : $\mu_0 M_s = 0.178 \text{ T}$, $\varepsilon_r = 15.3$, $\tan \delta = 10^{-4}$, $\Delta H = 100 O_e$ à la fréquence de 10 GHz. Les études numériques d'un circulateur coplanaire hexagonal à jonction Y

à base YIG saturé et orienté avec un champ interne de 557 kA/m et avec une couche d'épaisseur de ferrite 1000 μm ont montré que des performances optimales étaient obtenues si les paramètres sont les suivant :

- $R_g = 2.2 \text{ mm}$: rayon de plan de masse inférieur.
- $W = 320 \text{ }\mu\text{m}$: largeur de la ligne d'accès.
- $G_1 = 50 \text{ }\mu\text{m}$: fente entre la ligne et le plan de masse.
- $G_2 = 100 \text{ }\mu\text{m}$: fente entre le conducteur central et le plan de masse.
- $h_f = 1000 \text{ }\mu\text{m}$: épaisseur du matériau magnétique.
- $A_1 = 2828 \text{ }\mu\text{m}$, $A_2 = 1035 \text{ }\mu\text{m}$: les longueurs du côté du conducteur central.
- $A_{1g} = 3111 \text{ }\mu\text{m}$, $A_{2g} = 1138 \text{ }\mu\text{m}$: les longueurs du côté du triangle de plan de masse inférieure.
- $h_g = 1 \text{ }\mu\text{m}$: épaisseur du plan de masse.

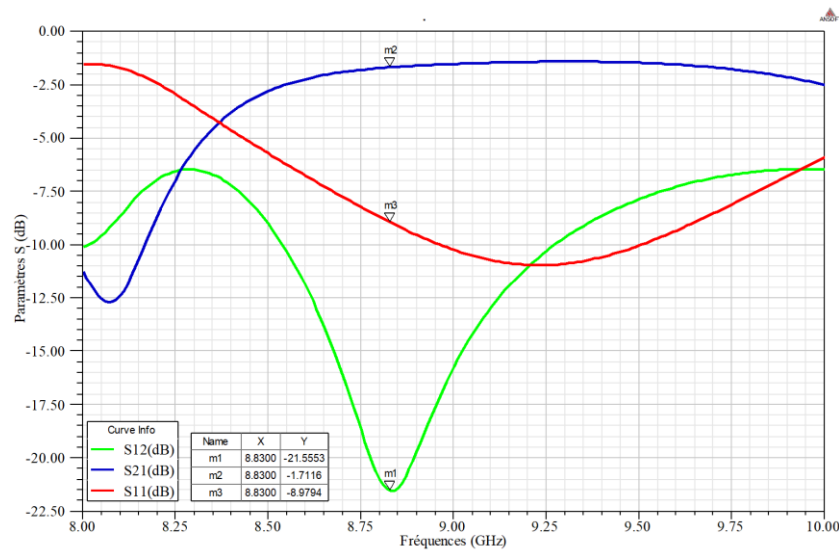


Figure IV.24 : Paramètres S d'un circulateur hexagonale coplanaire à 1000 μm de ferrite.

D'après la figure ci-dessus les paramètres S sont comme suivants :

- La fréquence de circulation est 8.83 GHz.
- L'isolation -21.55 dB.
- Les pertes d'insertions sont de -1.71 dB.

- La réflexion est de -8.97 dB.
- Une impédance caractéristique d'environ 46Ω .

Le tableau ci-dessous résume toutes les conclusions de l'étude précédente.

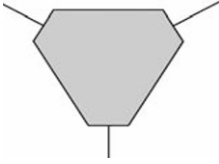
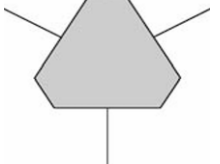
Paramètres géométriques	Effet sur l'efficacité du circulateur
La largeur d'accès W	Grande influence sur les pertes d'insertion et l'isolation.
La fentes G_1 La fente G_2	Grande influence sur les pertes d'insertion et l'isolation.
La longueur des coté A_1, A_2	Peu d'influence sur les pertes d'insertion
La longueur des cote A_{1g}, A_{2g}	Peu d'influence sur les pertes d'insertion
Paramètres constitutifs des matériaux	
Permittivité du diélectrique ϵ_d	Influence sur les dimensions, grande influence sur les performances.
Le type de la métallisation	Influence sur l'isolation
La tangente de pertes diélectrique de l'alumine ($\text{tg}\delta$)	À partir de $\text{tg}\delta \geq 10^{-2}$ grande influence sur les perte d'insertions

Tableau IV.8 : Les Conséquences du dimensions géométriques de circulateur et les paramètres constitutifs des matériaux

IV.3 Analyse des résultats des conceptions coplanaires

Le tableau IV-9 rassemble tous les modèles présentés dans cette section, dont les performances dépendent du type et de l'épaisseur de la ferrite, pour obtenir un circulateur coplanaire miniature et léger, certainement avec de meilleures performances.

Nous avons remarqué que les performances se sont améliorées lorsque nous avons minimisé l'épaisseur de ferrite à $100 \mu\text{m}$ (Conception 2).

	 Couplé au sommet			 Couplé au parois latérales		
	Conception 1	Conception 2	Conception 3	Conception 4	Conception 5	Conception 6
R(mm)	2	2	2	2	2	2
R _g (mm)	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2
W(μm)	450	350	350	320	300	160
G ₁ (μm)	65	70	50	50	40	30
G ₂ (μm)	40	100	110	100	100	100
A ₁ (μm)	1035	1368	1368	2828	2571	2571
A ₂ (μm)	2828	2571	2571	1035	1368	1368
A _{1g} (μm)	1138	1138	1138	3111	3111	3165
A _{1g} (μm)	3111	3111	3111	1138	1138	1064
h _f (μm)	1000	100	75	1000	100	75
F (Ghz)	8.79	10.08	10.13	8.83	10.34	10.51
S ₂₁ (dB)	-1.20	-0.59	-0.67	-1.71	-0.72	-0.87
S ₁₂ (dB)	-15.15	-23.42	-37.41	-21.55	-23.14	-23.49
S ₁₁ (dB)	-12	-27.34	-30	-8.97	-17.72	-15.92
Z(Ω)	47	48	46	45	46	46

Tab IV.9 : Tableau rassemble les résultats de tous les modèles présentés dans cette section.

IV.4 Conclusion

Ce travail a pour but de développer et d'analyser un circulateur micro-ondes à matériau magnétique dans la bande 8-12 GHz. Comme il n'y a pas de modèle théorique pour définir les dimensions d'un circulateur coplanaire mais que son fonctionnement est supposé proche de celui d'un circulateur triplaque. Les résultats numériques de la structure triplaque ont été convertis pour correspondre à une topologie coplanaire.

Le quatrième chapitre constitue la pierre angulaire de cette étude. Il résume la démarche suivie pour obtenir un design qui répond aux attentes industrielles en ce qui concerne sa conformité avec les moyens disponibles pour la fabrication collective. La création d'une miniaturisation d'un circulateur passif à partir de films magnétiques minces d'une épaisseur de 100 μm , qui fonctionne à des fréquences de 8 à 12 GHz. Ces deux points sont à la base de l'innovation technologique apportée par ce travail. Pour avoir le design mentionné précédemment, il a été essentiel de bien saisir le fonctionnement du circulateur. Il convient de rappeler que ce dernier fonctionne soit au-dessus soit au-dessous de la résonance gyromagnétique (voir figure III.6) et que la propriété de non réciprocity est attribuable aux ferrites utilisées. Ansoft HFSS permet une simulation électromagnétique en 3D des structures coplanaires, Cela englobe la considération de l'épaisseur de ferrite lors du calcul des paramètres S. une possibilité absente dans l'approche analytique [1].

Dans une démarche d'optimisation, une analyse paramétrique a été entreprise pour cerner les facteurs de pertes et augmenter les performances du composant. Grâce à cette étude, On a pu mesurer de façon numérique l'impact des choix géométriques et des caractéristiques des matériaux sur les paramètres S du circulateur. Nous avons abordé deux cas d'étude : un premier cas pour un circulateur coplanaire hexagonal couplé au sommet, Dans un second scénario, un circulateur coplanaire couplé aux parois latérales. Dans le premier cas, une augmentation de l'épaisseur de la ferrite à 1000 μm a provoqué une dégradation des performances et un rapprochement de la fréquence à la fréquence de résonance. En revanche, dans le deuxième cas. La première structure (circulateur coplanaire hexagonal couplé au sommet) conçue avec une mince couche de ferrite d'une épaisseur de 100 μm a été privilégiée pour la miniaturisation du circulateur coplanaire (voir tab IV.9).

Afin de positionner le développement des circulateurs étudiés, nous avons dressé un tableau présentant les performances décrites dans certaines publications (Tab IV.10). Cela nous donne la possibilité de comparer les performances de nos circulateurs avec celles de l'industrie. Nos circulateurs coplanaires obtiennent des résultats similaires à ceux de la littérature.

Auteur		F(GHz)	S ₂₁ (dB)	S ₁₂ (dB)	S ₁₁ (dB)
Forme circulaire	Zahwe [16] (1mm)	12	-0.63	-25.36	-15.10
	Zahwe [16] (100 µm)	11.30	-0.80	-18.89	-15.10
Forme triangulaire	HELSZAJN[46] (> 1 mm)	9	-0.5	> -20	> -20
	El-Bouslemti (1mm) [62]	13.55	-0.20	-29.27	-50.17
	El-Bouslemti (100 µm) [74]	13.5	-0.63	-22.48	-42.18
Forme hexagonal	Bahloul (100 µm)	10.08	-0.59	-27.34	-23.42

Tableau IV.10 : Comparaison de nos résultats avec ceux publiés dans la littérature scientifique.

Conclusion générale

La thèse intitulée « Contribution à l'étude des composants hyperfréquences non réciproques basés sur des matériaux magnétiques pour les télécommunications » a été menée au Laboratoire des Télécommunications (LT) de l'Université 08 Mai 1945 de Guelma. Cette étude avait pour but principal de démontrer la possibilité et l'adaptation de circulateurs passifs coplanaires miniaturisés, qui fonctionnent à environ 10 GHz, à l'aide de fines couches de grenat d'yttrium-fer. L'innovation de ce travail réside dans la partie centrale du dispositif étudié, où le conducteur central a une forme hexagonale. La plupart des travaux publiés sur les circulateurs coplanaires ont des conducteurs centraux de forme circulaire ou triangulaire.

Les spécifications sont établies sur la base des attentes de l'industrie qui définissent les performances attendues du produit : Pertes d'insertion entre 0,5 et 1 dB, isolation autour de 20 dB, les topologies existantes et les configurations coplanaires sont choisies en raison de leur simplification du processus de fabrication et de leur facilité d'interconnexion des composants hyperfréquences.

Afin de mieux comprendre les caractéristiques électromagnétiques des matériaux, nous pouvons fournir les éléments essentiels pour élaborer une conception complète de ce matériau. En effet, le matériau magnétique est un élément essentiel pour la fabrication de dispositifs passifs non réciproques. Le YIG constitue un excellent choix pour ces composants en raison de sa capacité à propager les ondes électromagnétiques de manière asymétrique, ce qui lui confère des caractéristiques de non-réciprocité autour de 10 GHz. La représentation numérisée du circulateur hexagonal a été réalisée à l'aide du logiciel de modélisation électromagnétique 3D Ansoft HFSS. L'étude du comportement électromagnétique du circulateur hexagonal triplaque a permis d'approfondir la compréhension du fonctionnement du circulateur coplaire. La conception et l'évaluation des performances du circulateur ont été basées sur les résultats obtenus pour le cas triplaque lors du calcul des paramètres S. Il a été examiné l'impact des paramètres géométriques et des caractéristiques des matériaux sur les performances du circulateur. Dans cette optique, une simulation 3D a été entreprise pour modéliser le circulateur coplaire, prenant en compte différentes épaisseurs de la couche de ferrite. Deux configurations distinctes ont été étudiées : l'une avec une couche mince de 100 μm et l'autre de 75 μm d'épaisseur, tandis qu'une autre a impliqué un substrat de YIG de 1000 μm d'épaisseur. Malgré la conduite d'une étude paramétrique visant à améliorer les performances du dispositif, Il a été constaté que la croissance de l'épaisseur de la couche entraînait une diminution générale des résultats. En conséquence, les solutions à couche

mince ont été Privilégiées, en accord avec les spécifications initiales. Malgré cela, les performances obtenues avec la configuration proposée restent tout à fait acceptables, avec des épaisseurs de couche considérablement réduites par rapport à celles couramment rapportées dans la littérature spécialisée.

Les ambitions de ce projet sont de concevoir notre circulateur avec des couches plus fines en partenariat avec des laboratoires internationaux afin de démontrer leur faisabilité et d'explorer davantage la création de composants réciproques autos polarisées.

Références

1. Benevent E, «Contribution à l'étude et à la réalisation d'un circulateur hyperfréquence à couche magnétique dans la bande 40-50 GHz», Thèse de doctorat, Université Saint-Etienne, 2016.
2. Boudjerda M, « Etude d'un isolateur coplanaire en bande X pour des applications télécoms», Mémoire de magistère, Université Ferhat Abbas-Sétif 1, 2012.
3. Nirina R.N, « Modélisation du couplage piezomagnétique application : sur un cylindre magnétostrictif», Mémoire de master, Université d'Antananarivo, 2015.
4. Benhamoud R, « Analyse par la méthode FDTD de structures guidantes contenant un substrat composite diélectrique-ferrite», Mémoire de Magister, Université Mentouri Constantine, 2008.
5. Vérite M, « Etude de dépôts de ferrite pour dispositifs intégrés micro-ondes non réciproques», Thèse de doctorat, Université Limoges, 2002.
6. EL-bouslemti R , « Conception d'un circulateur en matériaux passifs dans la bande 10-20 GHz», Thèse de doctorat, Université Djillali Elyabes Sidi Bel Abbes, 2014.
7. Mohamed B, « Contribution à l'étude des dispositifs planaires micro-ondes à ferrites pour des applications en télécommunications», Mémoire de Magister, Université Abou-Bakr Belkaïd Telmcen , 2006.
8. Baldo A, « Ottimizzazione di un isolatore alle microonde in tecnologia planare con struttura asimmetrica», Thèse de doctorat, Université Saint-Etienne, 2010.
9. Yakhlef M, « Développement d'un Code de Calcul des Phénomènes Electromagnétiques par la Méthode des Eléments Finis dans les Structures Electrotechniques-L'hystérésis Magnétique Sous l'Effet des Contraintes Magnétique et Mécanique », Thèse de doctorat, Université Batna 2, 2016.
10. Dafri M, « Caractérisation et modélisation du comportement des matériaux magnétiques sous effets des contraintes thermique et fréquentielle», Thèse de doctorat, Université 08 Mai 1945 Guelma, 2020.
11. Capraro S, « Contribution au développement d'un isolateur coplanaire passif en couche mince magnétique », Thèse de doctorat, Université Saint-Etienne, 2004.

12. Valetas M, « Couches minces magnétiques pour applications hyperfréquences: étude des Samarium-Cobalt et des Néodyme-Fer-Bore par pulvérisation radiofréquence magnétron», Thèse de doctorat, Université Limoges, 2003.
13. Du Tremolet de Lacheisserie E, « Magnétisme II: Matériaux et application» , Livre, 1999.
14. Pardavi-Horvath M, « Microwave applications of soft ferrites », Journal of Magnetism and Magnetic Materials , 215: p. 171-183, 2000.
15. Kirouane S , « Conception et Réalisation d'un isolateur coplanaire en bande X pour des applications Télécoms », Thèse de doctorat, Université Saint-Etienne, 2010.
16. Zahwe O, « Conception et Realisation d'un Circulateur Coplanaire à Couche Magnetique de YIG en Bande X pour des Applications en Telecommunications», Thèse de doctorat, Université Saint-Etienne, 2009.
17. Nicolas J, « Les ferrites pour hyperfréquences », Revue de Physique Appliquée, 9(5): p. 847-858,1974.
18. Parker N, « Développement de circulateurs compacts en bande Ku »,Thèse de doctorat, Université Bretagne Occidentale, 2022.
19. Polder D, « VIII. On the theory of ferromagnetic resonance», The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 40(300): p. 99-115,1949.
20. Quéffélec P, « Experimental demonstration of the nonreciprocity of magnetic composite materials for microwave applications», Journal of applied physics, 93(10): p.7474-7476,2003.
21. Pignard S, Vincent H, and Senateur J, « Epitaxial and polycrystalline BaFe₁₂O₁₉ thin films grown by chemical vapour deposition», Thin Solid Films, 350 (1-2): p. 119-123,1999.
22. Mallegol S, « Caractérisation et application de matériaux composites nanostructures à la réalisation de dispositifs hyperfréquences non réciproques», Thèse de doctorat , Université Bretagne occidentale,2003.
23. Bououden A, « Etude de structures planaires avec substrat composite diélectrique ferrite par la méthode des moindres carrés modifiée», Mémoire de Magister, Université Mentouri Constantine,2011.
24. Adam O.N, « Optimisation d'un isolateur coplanaire à déplacement de champ et ondes magnétostatiques opérant en bande X», Thèse de doctorat, Université Saint-Étienne,2016.

25. Bayard B, « Contribution au développement de composants passifs magnétiques pour l'électronique hyperfréquence», Thèse de doctorat, Université Saint-Étienne,2000.
26. Hines M.E, « Reciprocal and nonreciprocal modes of propagation in ferrite stripline and microstrip devices», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 19(5): p. 442-451,1971.
27. Djabali A,« Etude quasi-TEM de structures planaires avec substrat composite vdiélectrique ferrite par la méthode des moindres carrées», Mémoire de Magister, Université Mentouri Constantine 2009.
28. Thourel L, « Dispositifs à ferrites pour micro-ondes», livre, 1969.
29. Wen C.P, « Coplanar waveguide: A surface strip transmission line suitable for nonreciprocal gyromagnetic device applications», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 17(12): p. 1087-1090,1969.
30. Capraro S, et al, « Feasibility of an integrated self biased coplanar isolator with barium ferrite films», IEEE Transactions on Components and Packaging technologies, 30(3): p. 411-415,2007.
31. Rouiller T, « Isolateur coplanaire 40-60 GHz à couche mince magnétique», Thèse de doctorat , Université Saint-Etienne,2006.
32. Kirouane S et al, « Simulation results on a new non symmetrical coplanar isolator structure using magnetic thin film», Progress in Electromagnetics Research Letters, 8: p.161-170,2009.
33. Philips D.S, « Circulators and isolators », Livre, 1998.
34. Konishi Y, « Lumped element Y circulator», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, (6): p. 852-864,1965.
35. Miura T, Kobayashi M, and Y. Konishi Y, « Optimization of a lumped element circulator based on eigenvalue evaluation and structural improvement», EEE transactions on microwave theory and techniques, 44(12): p. 2648-2654,1996.
36. Knerr R, «An improved equivalent circuit for the thin-film lumped-element circulator», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 20(7): p. 446-452,1972.
37. Guennou A, «Etude Magnétostatique et Electromagnétique de Circulateurs Miniatures pour les Modules Actifs Emission/Réception des Systèmes de Télécommunications», Thèse de doctorat, Université Bretagne occidentale,2007.

38. Konishi Y, «New theoretical concept for wide band gyromagnetic devices», IEEE Transactions on Magnetics, 8(3): p. 505-508,1972.
39. Bosma H, «On stripline Y-circulation at UHF»,IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 12(1): p. 61-72,1964.
40. Chang K, «Encyclopedia of RF and microwave engineering», Livre . 2005.
41. Yung E.K , Zhang D, and Wong R.S, « A novel waveguide Y-junction circulator with a ferrite sphere for millimeter waves», IEEE transactions on microwave theory and techniques, 44(3): p. 454-456,1996.
42. Combes P.-F and Crapagne R, « Circuits passifs hyperfréquences: Guides d'ondes métalliques», Techniques de l'ingénieur Electronique, 4(E1401): p. E1401. 1-E1401. 20,2002.
43. Semiconductors P, «Circulators and isolators, unique passive devices», Application Note AN98035, 1998.
44. Bosma H, «On the principle of stripline circulation», Proceedings of the IEE-Part B: Electronic and Communication Engineering, 109(21S): p. 137-146,1962.
45. Fay C and R Comstock, «Operation of the ferrite junction circulator», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 13(1): p. 15-27,1965.
46. Helszajn J, «Fabrication of very weakly and weakly magnetized microstrip circulators», IEEE transactions on microwave theory and techniques, 46(5): p. 439-449,1998.
47. Linkhart D.K, «Microwave circulator design», Livre ,2014.
48. Noutehou N, «Conception de circulateurs et isolateurs pour des applications spatiales: nouvelles technologies d'intégration», Thèse de doctorat, Université Bretagne occidentale, 2019.
49. How H, et al, «Theory and experiment of thin-film junction circulator», IEEE transactions on microwave theory and techniques, 46(11): p. 1645-1653,1998.
50. Wu Y and Rosenbaum F.J, «Wide-band operation of microstrip circulators», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 22(10): p. 849-856,1974.
51. Zeina N, et al, «Self-biasing circulators operating at K/sub a/-band utilizing M-type hexagonal ferrites», IEEE transactions on magnetics, 28(5): p. 3219-3221,1992.
52. O'Neil B.K. and Young J.L, «Experimental investigation of a self-biased microstrip circulator», IEEE transactions on microwave theory and techniques, 57(7): p.1669-1674,2009.

53. Chen R. and Yung E.K, «Analysis of microstrip circulator with a ferrite sphere», IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium (IEEE Cat. No. 02CH37313). 2002.
54. Oliver S, et al, «Integrated self-biased hexaferrite microstrip circulators for millimeter-wavelength applications», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 49(2): p. 385-387, 2001.
55. Yalaoui A, and al, «Cryogenic Microstrip Ferrite Circulator Development for Superconductive Multiplexer Use», International workshop on microwave filters, 2006.
56. Tian K, You L.Z and Liu H, «Minimized Ku band microstrip circulator design», International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology, 2010.
57. Ogasawara N and Kaji M, «Coplanar-guide and slot-guide junction circulators», Electronics Letters, 9(7): p. 220-221, 1971.
58. Koshiji K and Shu E, «Circulators using coplanar waveguide», Electronics Letters, 19(22): p. 1000-1002, 1986.
59. Oshiro K and al, «Fabrication of circulator with coplanar wave guide structure», IEEE Transactions on Magnetics, 41(10): p. 3550-3552, 2005.
60. Zahwe O, Sauviac B, and Rousseau J.J, «Fabrication and Measurement of a Coplanar Circulator with 65 μm Yig thin Film», Progress In Electromagnetics Research Letters, 8: p. 35-41, 2009.
61. Helszajn J, James D, and Nisbet W.T, «Circulators using planar triangular resonators», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 27(2): p. 188-193, 1979.
62. El-Bouslemti R, and al, « Conception of a coplanar circulator using a triangular structure for application at X-band frequency», Journal of Electronics and Communication Engineering, 8(1): p. 31-37, 2013.
63. Helszajn J, «The stripline circulator: theory and practice», Livre ,2008.
64. Yalaoui A , « Modélisation électromagnétique des discontinuités uni-axiales .Application à l'étude des circulateurs planaires et de la cellule GTEM», Thèse de doctorat, Université Toulouse. 2007.
65. Milano U, Saunders J, and Davis L, « A Y-junction strip-line circulator», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 8(3), 346–351, 1960.
66. Auld B.A, «The synthesis of symmetrical waveguide circulators», IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 7(2): p. 238-246, 1959.

67. Bosma H, «Performance of lossy H-plane Y circulators»,IEEE Transactions on Magnetics, 2(3): p. 273-277, 1966.
68. Bosma H, «A general model for junction circulators; choice of magnetization and bias field»,IEEE Transactions on Magnetics, 4(3): p. 587-596, 1968.
69. Allen P, «The turnstile circulator. IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques», 4(4): p. 223-227, 1956.
70. Skomal E, «Theory of operation of a 3-port Y-junction ferrite circulator», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 11(2): p. 117-122, 1963.
71. Davies J. and Cohen P, «Theoretical design of symmetrical junction stripline circulators», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 11(6): p. 506-512, 1963.
72. Neidert R.E. and Phillips P,M, «Losses in Y-junction stripline and microstrip ferrite circulators», IEEE transactions on microwave theory and techniques, 41(6): p. 1081-1086, 1993.
73. Bahloul A, Boualleg A,«Numerical Study of Passive Irregular Hexagonal Circulator with Coplanar Topology in the Band 7–10 GHz», Nanossistemi Nanomateriali Nanotehnologii, 21(2): p. 0247–0252,2023.
74. El-Bouslemti R and Salah-Belkhodja F, « Miniature Triangular Circulator with Coplanar WaveguideStructure», International Journal of Electronics and Electrical Engineering, 2(3): p. 183-187, 2014.

Annexes

➤ Encyclopédie des symboles

Quantité	Symbole	Unité SI
Admittance d'onde effective	Y_e	S
Aimantation	M	A/m
Aimantation à saturation	$\mu_0 M_s$	Tesla (T)
Angle de couplage	Ψ	Rad
Champ magnétique interne	H_i	A/m
Champ magnétique statique externe appliqué	H_0	A/m
Champ magnétique anisotropie	H_A	A/m
Coefficient d'amortissement	α	--
Facteur de champ démagnétisant selon $\vec{x}$	N_x	--
Facteur de champ démagnétisant selon $\vec{y}$	N_y	--
Facteur de champ démagnétisant selon $\vec{z}$	N_z	--
Permittivité	ϵ	F/m
Permittivité partie réel	ϵ'	--
Permittivité partie imaginaire	ϵ''	--
Permittivité relative	ϵ_r	--
Permittivité effective	ϵ_{eff}	--
Permittivité du vide	ϵ_0	F/m
Perméabilité magnétique	μ	H/m
Perméabilité magnétique du vide	μ_0	H/m
Perméabilité effective	μ_e	--
Perméabilité relative	μ_r	--
Facteur gyromagnétique	γ	--

Quantité	Symbole	Unité SI
Longueur d'onde guidée	λ_g	m
Nombre d'onde	k	Rad/m
Impédance caractéristique	Z_c	Ω
Fréquence de gyrorésonance	f_R	Hz
Fréquence angulaire ou pulsation	ω	Rad/s
Phase	φ	Rad
Profondeur de peau	δ	m
Conductivité	σ	S/m
Résistivité	ρ	$\Omega.m$
Epaisseur de ferrite	h_f	m
Epaisseur du substrat d'alumine	h	m
Rayon du conducteur central	R	m
Rayon du plan de masse inférieur	R_c	m
Largeur du conducteur central	W	m
Largeur des fentes	G	m
Largeur des fentes circulaires	S_c	m
Paramètres de réflexion	S_{ii}	--
Paramètres de transmission	S_{ij}	--
Taux d'Onde Stationnaire	TOS	--
Bande passante	BP	Hz

➤ Compatibilité entre les systèmes d'unités SI et les CGS

Grandeurs	SI	CGS	Relations
Champ magnétique H	A/m	Oe	$1 \text{ A/m} = 4\pi \cdot 10^{-3} \text{ Oe}$
Aimantation Ms	A/m	uem/cm ³	$1 \text{ A/m} = 10^{-3} \text{ uem/cm}^3$
Inductance magnétique B	Tesla (T)	Gauss (G)	$1 \text{ T} = 10^4 \text{ G}$
Vitesse de la lumière C₀	m/s	Cm/s	$3.108 \text{ m/s} = 3.1010 \text{ cm/s}$

➤ Liste des figures

Figure I.1 : agilité d'électron.
Figure I.2 : Réactions des matériaux en relation avec la température.
Figure I.3 : évolution de l'intégrale d'échange en fonction de la distance interatomique.
Figure I.4 : Les domaines de Weiss et parois de Bloch en l'absence de champ appliqué.
Figure I.5 : le processus d'hystérésis d'un matériau aimanté.
Figure I.6 : Structure des ferrites en cristal
Figure I.7 : Précession de l'aimantation autour de l'axe du champ magnétique.
Figure I.8 : Largeur a de mi-hauteur de la raie gyromagnétique.
Figure I.9 : Résonance gyromagnétique des éléments de tenseur de polder.
Figure I.10 : Interaction entre l'orientation du champ magnétique interne et celle du moment magnétique : (a) Configuration d'une ligne coplanaire comportant une couche de ferrite. (b) Illustration de la configuration électromagnétique. (c) Schéma du cœur du circulateur.
Figure I.11 : Procédure de formulation de couches massive.
Figure I.12 : Diagramme de diffraction du ferrite de YIG massif.
Figure II.1 : Schématisation du concept d'un isolateur.
Figure II.2 : Dissémination non homogène et déplacement de champ. (a) propagation selon $z > 0$. (b) propagation selon z
Figure II.3 : Isolateur à mouvement de champ en guide d'onde rectangulaire.
Figure II.4 : Isolateur micro ruban à déplacement de champ.
Figure II.5 : Isolateur à effet Faraday.
Figure II.6 : Isolateur triplaques à résonance.

Figure II.7: Isolateur coplanaire à résonance avec des barreaux de ferrite proposé par Bayard.
Figure II.8 : Paramètres de transmission obtenus grâce à B. Bayard.
Figure II.9 : Isolateur coplanaire (a) : à substrat de ferrite, (b) : à barreaux de ferrite.
Figure II.10: Performance de la structure proposée par S. Capraro.
Figure II.11: conformation de l'isolateur coplanaire asymétrique, S. Kirouane.
Figure II.12 : Performance d'un isolateur coplanaire asymétrique, S.Kirouane.
Figure II.13 : Isolateur deux fentes.
Figure II.14 : Les performance d'un isolateur coplanaire, Ouzer Nabil ADAM.
Figure II.15 : symbole du circulateur à trois ports.
Figure II.16 : circulateur à 4 ports.
Figure II.17 : ondes entrant et sortant du circulateur.
Figure II.18 : circulateur utilisé en isolateur (a) pour la protection d'une source hyperfréquence (b) pour le découplage d'étages de circuits hyperfréquences.
Figure II.19: circulateur utilisé en isolateur pour la suppression des réflexions dans un système de communication sans fils.
Figure II.20: Circulateur intégré dans un système de communication sans fil à une seule antenne.
Figure II.21 : circulateurs utilisés pour le multiplexage de signaux.
Figure II.22 : Circulateurs utilisés pour le démultiplexage de signaux.
Figure II.23: Circulateurs à éléments localisés.
Figure II.24 : Circulateur à guide d'ondes.

Figure II.25 : variations en configuration de Circulateur à guide d’ondes
Figure II.26: structure du circulateur en guide d’ondes avec élément ferrite sphérique.
Figure II.27: Circulateur à déplacement de champ en guide d’onde.
Figure II.28: structure d’un circulateur à rotation Faraday.
Figure II.29: Circulateur à jonction triplaque.
Figure II.30: Géométries utilisées pour définir le conducteur central.
Figure II.31: Circulateur en bande X : proposition de How.
Figure II.32: Configuration d’un circulateur avec une sphère.
Figure II.33: Circulateur en bande X proposé par Oliver et réponse associée.
Figure II.34 : Configuration du circulateur proposé par Guennou et les performances obtenues.
Figure II.35: Configuration du circulateur proposé par Yalaoui et les performances obtenues.
Figure II.36: conformation physique des diverses structures proposées par Ogasawara: (a, b, c) sections transversales de trois configurations (d) vue en plan de la structure coplanaire.
Figure II.37: Configuration physique des différentes structures proposées par Koshiji: (a, b) vues en coupe, (c) vue de dessus.
Figure II.38 : Résultats de mesure en termes de pertes d’insertion et d’isolation pour les différentes versions.
Figure II.39: Circulateur coplanaire en bande C à base de YIG proposé par Oshiro. (a) vue de dessus, (b) vue en coupe, (c) photo du circulateur réalisé.
Figure II.40 : Configuration de circulateur proposée par E. Bénévent et performances obtenues sous HFSS.

Figure II.41: Circulateurs réalisés par O. Zahwe de dimensions respectives 12 x 12 mm ² et 6 x 6 mm ² .
Figure II.42: Les performances du circulateur conçu par O. Zahwe avec une couche de YIG de 65 µm ont été simulées (a) et mesurées expérimentalement (b).
Figure II.43: Structure d'un circulateur triangulaire avec technologie CPW. (a) vue de dessus, (b) vue en coupe transversale AB.
Figure II.44 : Evolution des paramètres S d'un circulateur coplanaire triangulaire.
Figure III.1 : Circulateur triplaque à jonction Y.
Figure III.2: Accès du conducteur central en coordonnées cylindriques.
Figure III.3 : Modes de résonance selon Bosma.
Figure III.4 : Circulateur hexagonal irrégulier triplaque à jonction Y.
Figure III.5 : Variables physiques du circulateur hexagonal irrégulier.
Figure III.6 : Composante μ du tenseur de perméabilité du matériau magnétique en fonction de la fréquence.
Figure III.7: Composante μ du tenseur de perméabilité du matériau magnétique en fonction du champ.
Figure III.8: Structure triplaque étudiée.
Figure III.9: Les paramètres S en fonction de la fréquence d'un circulateur triplaque.
Figure IV.1: Circulateur triplaque hexagonale avec des plans de masse placés au-dessus et en dessous de la structure
Figure IV.2: Paramètres S du circulateur hexagonale triplaque avec une couche de ferrite 100 µm.

Figure IV.3 : La configuration électromagnétique comprend : (a) une topologie triplaque, (b) une topologie coplanaire, et (c) une topologie coplanaire avec ferrite et un plan de masse inférieur.
Figure IV.4: Schémas des circulateurs a un conducteur central hexagonal : (a) les parois latérales couplées, (b) sommets couplés.
Figure IV.5: (a) Configuration avec diverses couches d'un circulateur coplanaire hexagonal à jonction Y couplé au sommet. (b) vue de dessus.
Figure IV.6: Wave-port : Configuration du signal électrique.
Figure IV.7: Trajectoire des paramètres S en fonction de la fréquence pour un circulateur hexagonal irrégulier coplanaire.
Figure IV.8: Lignes de champs électrique.
Figure IV.9: Évolution des paramètres S en fonction de la fréquence pour différentes largeurs des lignes d'accès (W) et angles de couplage (Ψ). (a) Pertes d'insertion, (b) Isolation.
Figure IV.10 : Trajectoire des paramètres S en fonction de fréquence selon la longueur des côtés du conducteur central A_1 et A_2, (a), Pertes d'insertion, (b) Isolation.
Figure IV.11 : Trajectoire des paramètres S en fonction de fréquence selon la longueur des côtés du plans de masse inferieur central A_{1g} et A_{2g}, (a) Pertes d'insertion, (b) Isolation.
Figure IV.12 : Changements des paramètres S en fonction de la fréquence en relation avec la fente G_1.
Figure IV.13 : Progression des paramètres S en fonction de la fréquence selon la fente (G_2) (a) Pertes d'insertion, (b) Isolation.
Figure IV.14: Paramètres S selon la perte diélectrique du ferrite ($tg\delta$).
Figure IV.15 : Paramètres S en fonction de la fréquence selon le type de la métallisation (l'or).

Figure IV.16 : Paramètres S pour un circulateur hexagonal irrégulier coplanaire à 75 μm de ferrite.
Figure IV.17: progressions des paramètres S en fonction de la fréquence pour un circulateur hexagonal irrégulier coplanaire à 1000 μm de ferrite.
Figure IV.18 : (a) Configuration avec des diverses couches d'un circulateur coplanaire hexagonal à jonction Y à résonateur couplé latéralement. (b) vue de dessus.
Figure IV.19 : Progression des paramètres S en fonction de la fréquence selon la fente G_1 (a) Pertes d'insertion, (b) Isolation.
Figure IV.20: Progression des paramètres S en fonction de la fréquence selon la fente G_2 (a) Pertes d'insertion, (b) Isolation.
Figure IV.21 : Progressions des paramètres S en fonction de la fréquence selon les longueurs des côtés de l'hexagone du conducteur centrale A_1 et A_2 . (a) Pertes d'insertion, (b) Isolation.
Figure IV.22: Paramètres S d'un circulateur hexagonale coplanaire à 100 μm de ferrite couplée latéralement.
Figure IV.23 : Paramètres S d'un circulateur hexagonale coplanaire à 75 μm de ferrite.
Figure IV.24: Paramètres S d'un circulateur hexagonale coplanaire à 1000 μm de ferrite.

➤ Liste des tableaux

Tab I.1 : Les caractéristiques principales des divers matériaux magnétiques.
Tab I.2 : principaux matériaux utilisés aux hyperfréquences.
Tab I.3 : Coefficient de champ démagnétisant pour diverses formes géométriques.
Tab II.1 : Comparaison entre les performances d'un circulateur coplanaire triangulaire et circulaire.
Tab IV.1: Dimensions géométriques optimales d'un circulateur hexagonal triplaque pour une couche mince de ferrite 100 μm .
Tab IV.2: Détails physique du matériau magnétique.
Tab IV.3: Dimensions optimales d'un circulateur hexagonal coplanaire pour une couche mince de ferrite 100 μm .
Tab IV.4 : Effet de la permittivité ϵ_d sur la performance du circulateur.
Tab IV.5 : Dimension optimales des paramètres géométriques d'un circulateur hexagonal coplanaire pour une couche mince de ferrite 75 μm .
Tab IV.6 : Dimensions optimales des paramètres géométriques d'un circulateur hexagonal coplanaire pour une couche mince de ferrite 1000 μm .
Tab IV.7 : Les caractéristiques physiques et géométriques optimales d'un circulateur coplanaire pour une couche mince de ferrite de 100 μm .
Tab IV.8 : Les Conséquences du dimensions géométriques de circulateur et les paramètres constitutifs des matériaux.
Tab IV.9 : Tableau rassemble les résultats de tous les modèles présentés dans cette section.
Tab IV.10 : Comparaison de nos résultats avec ceux publiés dans la littérature scientifique.