

Université de Limoges

**ED 610 - Sciences et Ingénierie des Systèmes, Mathématiques,
Informatique (SISMI)**

XLIM UMR CNRS 7252 – Axe Systèmes RF

Thèse pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Limoges

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes

Présentée et soutenue par

Vincent OLIVIER

Le 13 Décembre 2021

Contribution à l'étude de circulateurs bi-bandes à ferrite fonctionnant en champ faible – Nouvelle méthodologie de conception

Thèse dirigée par Thierry MONEDIERE, Laure HUITEMA et Bertrand LENOIR

JURY :

Président du jury

M. Serge VERDEYME, Professeur, Université de Limoges

Rapporteurs

M. Philippe FERRARI, Professeur, Université Grenoble-Alpes

M. Vincent LAUR, Professeur, Université Bretagne Occidentale

Examineurs

M. Philippe POULIGUEN, HDR, Responsable du domaine scientifique « Ondes Acoustiques et Radioélectrique », DGA / DS / MRIS

M. Thomas MERLET, Ingénieur R&D - Adjoint au directeur des produits futurs et de l'innovation, Thales LAS

M. Thierry MONEDIERE, Professeur, Université de Limoges

Mme. Laure HUITEMA, Maître de conférences, HDR, Université de Limoges

M. Bertrand LENOIR, Directeur technique, Inoveos

Invités

M. Olivier SEGUIN, Président, Inoveos

M. Hamza TURKI, Responsable R&D composants, Inoveos

Remerciements

Ce manuscrit présente les travaux réalisés dans le cadre de ma thèse de doctorat. Elle s'est déroulée dans le cadre du laboratoire commun INOYRO entre le laboratoire Xlim et la société Inoveos. J'aimerais donc tout d'abord remercier Monsieur Olivier SEGUIN pour m'avoir accueilli au sein d'Inoveos pendant ces trois années de thèse. Je remercie également pour leur accueil les deux directeurs du laboratoire Xlim qui se sont succédés au cours de ma thèse, Monsieur Dominique BAILLARGEAT et Monsieur Stéphane BILA.

J'aimerais exprimer mes profonds remerciements à mes directeurs de thèse, Laure HUITEMA et Thierry MONEDIERE pour la partie Xlim et Bertrand LENOIR pour la partie Inoveos. Je tiens à leur exprimer ma plus profonde gratitude pour l'aide et le suivi qu'ils ont pu m'apporter au cours de ces trois années de thèse.

J'adresse mes plus sincères remerciements à Monsieur Serge VERDEYME pour avoir présider mon jury de thèse. Je tiens également à exprimer toute ma gratitude à Monsieur Philippe FERRARI, professeur à l'université Grenoble-Alpes et Monsieur Vincent LAUR, professeur à l'université de Bretagne Occidentale qui ont accepté de rapporter mon travail de thèse. Je souhaite également remercier Messieurs Philippe POULIGUEN, Responsable de domaine scientifique à l'Agence de l'Innovation de Défense et Thomas MERLET, Adjoint au directeur des produits futurs et de l'innovation à Thales LAS d'avoir pris part à ce jury en qualité d'examineurs.

Je remercie vivement Hamza TURKI pour m'avoir aiguillé notamment en début de thèse. Je tiens également à remercier Christophe BREUIL pour son expertise sur les composants volumiques, Sandra GAILLARD pour le montage et les mesures de prototypes, Rémi ALBAREIL et Erik SOLEIL pour avoir gravé plusieurs de mes circuits, Cyril GUINES et Jehison LEON-VALDES pour les réalisations en salle blanche, Damien PASSERIEUX et Clément HALLEPEE pour les mesures sous pointes et enfin Sarra JEMMELI pour les échanges sur les ferrites. J'en oublie certainement, mais c'est grâce à votre travail et à votre aide que ma thèse a pu se dérouler dans de bonnes conditions.

Pour m'avoir permis de retourner à l'IUT, cette fois en tant qu'enseignant, je souhaite remercier Ludovic GROSSARD et Réda GUEDIRA, respectivement professeurs aux départements Mesures Physiques et Métiers du Multimédia et de l'Internet à l'IUT de Limoges. Mes expériences d'enseignement dans ces deux départements, bien que différentes, furent toutes deux fort enrichissantes.

Je tiens ensuite à remercier l'ensemble d'Inoveos pour la bonne humeur ressentie lors de chacun de mes déplacements à Brive et également lors des sympathiques événements rassemblant les entreprises Inoveos et Prâna.

Je remercie Patricia LEROY, la secrétaire de l'équipe Antennes & Signaux pour sa disponibilité et son aide dans toutes les démarches administratives nécessaires au bon déroulement d'une thèse. J'en profite pour également remercier l'ensemble de l'équipe Antennes & Signaux, permanents, doctorants et post-doctorants, pour la bonne ambiance qui règne au sein d'Xlim à Ester. Avec mention particulière à Éric ARNAUD notamment pour ces discussions sur son sport (d'eau douce) favori, à Paul TEILLET, à Rémy LAMEY et à Fabien BERLAND pour ces excellents repas du RU (sans oublier les bières à O&H) passés en votre agréable compagnie.

Enfin un grand merci à Raph, Yann, Morgane, Fabien et Axel, camarades de licence, master, doctorat et même certains depuis l'IUT. On s'est côtoyés de longues journées (et également de nombreuses soirées !) depuis maintenant plusieurs années. Ça a été un plaisir de passer tous ces moments à vos côtés et pour cela je vous en remercie. Maintenant que pour la plupart d'entre vous la page limougeaude se tourne, je vous souhaite à tous bonne chance et plein de réussite dans vos nouvelles aventures.

Camarade de plus longue date, je remercie Alan, Paul, Louise et Peter pour avoir cru en moi malgré de fâcheux événements (Twist and Flex) au cours de certains cours de maths de première. Merci pour tous ces week-ends et vacances passés à vos côtés, ces moments d'évasions ont à coup sûr participé au bon déroulement de la thèse, un grand merci à vous !

Pour finir je tiens à grandement remercier ma famille pour le soutien tout au long de ce cursus scolaire qui s'achève. Je veux particulièrement remercier pour leurs encouragements mon frère, mes sœurs et évidemment mes parents qui ont toujours été là pour moi jusqu'à la soutenance. Merci à tous.

Table des matières

Introduction générale.....	8
Chapitre I. Généralités sur les ferrites et leurs applications en hyperfréquences.....	12
I.1. Introduction.....	13
I.2. Généralités sur les ferrites et leurs propriétés en hyperfréquences	14
I.2.1. Généralités.....	14
I.2.1.1. Les matériaux magnétiques	14
I.2.1.1.1. Les différents types de magnétismes.....	15
I.2.1.1.2. Dépendance en température	16
I.2.1.2. Ferrimagnétisme	17
I.2.1.3. Les ferrites	19
I.2.1.4. Résonance gyromagnétique	20
I.2.2. Tenseurs de perméabilité	20
I.2.2.1. Ferrites saturés : Tenseur de Polder	21
I.2.2.2. Ferrites partiellement aimantés	23
I.2.2.2.1. Tenseur de Green et Sandy.....	23
I.2.2.2.2. Tenseur « Généralisé de Perméabilité Tensorielle » (GPT).....	24
I.2.3. Zones de fonctionnement des dispositifs à ferrite	25
I.2.4. Modes résonants dans une cavité à ferrite cylindrique	26
I.2.4.1. Développement des équations de Maxwell	26
I.3. Applications des ferrites en hyperfréquences.....	29
I.3.1. Déphaseurs.....	30
I.3.2. Filtres accordables	32
I.3.3. Commutateurs.....	33
I.3.4. Antennes	35
I.3.5. Isolateurs.....	36
I.4. Circulateurs à ferrite.....	38
I.4.1. Fonction de circulation.....	38
I.4.2. Technologies de circulateurs	40
I.4.2.1. Les circulateurs à effet Faraday	40
I.4.2.2. Les circulateurs à éléments localisés	41
I.4.2.3. Les circulateurs à jonction Y	41
I.4.2.3.1. Les circulateurs à jonction Y triplaques.....	41
I.4.2.3.2. Les circulateurs à jonction Y micro-rubans	42
I.4.2.3.3. Les circulateurs à jonction Y à guide d'ondes	44
I.4.2.4. Les circulateurs bi-bandes	44
I.5. Conclusion.....	48
I.6. Bibliographie du Chapitre I.....	49

Chapitre II. Circulateur bi-bandes champ faible : Première conception.....	58
II.1. Introduction	59
II.2. Etude des modes résonants dans les cavités à ferrite.....	60
II.2.1. Modes résonants et calcul des fréquences propres	60
II.2.2. Tracé d'abaques des modes propre - Différence entre le champ fort et le champ faible	66
II.2.3. Etude paramétrique	69
II.2.3.1. Influence de l'aimantation à saturation	70
II.2.3.2. Influence du rayon des disques de ferrite	70
II.2.3.3. Influence de la géométrie du conducteur central	72
II.2.3.4. Synthèse de l'étude paramétrique	74
II.2.4. Configuration de deux résonateurs à ferrite	75
II.3. Conception d'un circulateur bi-bande unidirectionnel	76
II.3.1. Couplage du résonateur	76
II.3.2. Etude magnétostatique	78
II.3.3. Cosimulation magnétostatique/électromagnétique.....	80
II.3.4. Réalisation et mesures des prototypes	81
II.4. Conception d'un circulateur bi-bande bidirectionnel	84
II.4.1. Couplage du résonateur	84
II.4.2. Etude magnétostatique	87
II.4.3. Cosimulation magnétostatique/électromagnétique.....	88
II.4.4. Réalisation et mesures des prototypes	89
II.5. Conclusion	93
II.6. Bibliographie du Chapitre II	95
 Chapitre III. Nouvelle méthode de dimensionnement des résonateurs à ferrite.....	 98
III.1. Introduction	99
III.2. Principe et présentation des abaques	100
III.2.1. Abaques des modes propres dans la littérature	100
III.2.2. Abaque de Bosma en champ fort	100
III.2.3. Abaque de Bosma en champ faible	104
III.3. Construction des abaques des modes propres dans les cavités à résonateur complexe	107
III.3.1. Principe de calcul	107
III.3.2. Définition des plans de calculs.....	108
III.3.3. Construction de l'abaque	109
III.3.4. Bibliothèque d'abaques	113
III.3.4.1. Conducteur central en Y.....	113
III.3.4.2. Conducteur central en Y avec stubs.....	115
III.4. Validation des résultats	118
III.4.1. Résonateur à conducteur central disque	118
III.4.2. Résonateur à conducteur central Y	120
III.4.3. Résonateur à conducteur central Y avec stubs.....	123
III.5. Méthode de dimensionnement des résonateurs à ferrite	126
III.5.1. Principe de la méthode	126

Contribution à l'étude de circulateurs bi-bandes à ferrite fonctionnant en champ faible – Nouvelle méthodologie de conception

III.5.2. Application de la méthode : Circulateur bidirectionnel.....	128
III.5.3. Application de la méthode : Circulateur unidirectionnel.....	130
III.6. Conclusions et perspectives.....	133
III.7. Bibliographie du Chapitre III	135
Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban	138
IV.1. Introduction.....	139
IV.2. Méthodes de calcul de la matrice impédance d'un résonateur à ferrite	140
IV.2.1. Méthode par l'intégration des champs E et H	140
IV.2.2. Méthode type dé-embedding.....	143
IV.2.3. Comparaison des résultats.....	145
IV.3. Couplage et adaptation des résonateurs triplaques – Validation de la méthode	147
IV.3.1. Couplage des résonateurs à ferrite	147
IV.3.2. Validation expérimentale et comparaison des méthodes.....	151
IV.3.3. Validation de la méthode de couplage aux circulateurs bi-bandes	154
IV.3.3.1. Circulateur unidirectionnel du Chapitre II	155
IV.3.3.2. Circulateur bidirectionnel du Chapitre II	158
IV.4. Adaptation de la méthode à la technologie micro-ruban	160
IV.4.1. Objectifs et technologie utilisée	160
IV.4.2. Etude découplé d'un résonateur micro-ruban.....	161
IV.4.3. Couplage du résonateur – Adaptation de la nouvelle méthode.....	162
IV.4.4. Etude magnétostatique	165
IV.4.5. Cosimulation magnétostatique-électromagnétique	166
IV.4.6. Réalisation et mesures des prototypes.....	167
IV.5. Conclusion.....	170
IV.6. Bibliographie du Chapitre IV	171
Conclusion générale	174
Liste des travaux	180

Introduction générale

Introduction générale

Les systèmes électroniques nécessaires aux télécommunications sans fil et aux radars se composent de nombreux éléments, certains sont actifs comme les amplificateurs, d'autres sont passifs comme les filtres, les antennes et les circulateurs. Les travaux présentés dans cette thèse portent sur un de ces composants : le circulateur à ferrite.

Ces dispositifs passifs sont utilisés dans les systèmes hyperfréquences depuis les années 1950. Généralement à trois ports, ils sont pour ainsi dire le « carrefour giratoire » des hyperfréquences du fait de leur non-réciprocité. C'est cette propriété particulière qui est exploitée dans la conception des circulateurs puisqu'elle ne permet la propagation d'un signal que dans un seul sens. En effet, un signal entrant par le port numéro 1 ne peut ressortir que par le port numéro 2 et la réciproque n'est pas vraie puisqu'un signal qui entrerait par le port numéro 2 ne pourra ressortir que par le port numéro 3, le port 1 sera donc isolé.

Cette fonction d'aiguiller des signaux est souvent mise à profit dans un système de communication afin de n'avoir qu'une seule antenne pour assurer simultanément la transmission et la réception des signaux. Le caractère non réciproque des circulateurs leur permet également d'être utilisés pour protéger des composants hyperfréquences des éventuelles réflexions dans les systèmes à fortes puissances. Ils trouvent ainsi de nombreuses applications dans les domaines des communications sans fil, du radar et du satellite.

Les circulateurs acquièrent leurs propriétés particulières des matériaux qui les constituent, les ferrites. Ce sont des matériaux magnétiques à fortes permittivités qui deviennent anisotropes lorsqu'ils sont polarisés par un champ magnétique statique suffisamment élevé. Contrairement à des diélectriques classiques, les ferrites sont plus complexes à modéliser en hyperfréquences du fait de leur caractère magnétique. La conception et réalisation des circulateurs à ferrite est restée pendant longtemps longue, coûteuse et souvent le fruit d'expérimentations qui nécessitaient de nombreux réglages manuels.

Pour pallier à ces difficultés de conception, la première thèse réalisée dans le cadre du laboratoire commun INOGYRO entre la société Inoveos et le laboratoire Xlim soutenue par H.Turki en 2018, a permis d'établir une méthode de conception fiable des circulateurs à ferrite à partir d'études analytiques et de modélisations numériques des dispositifs. A l'issue de ces travaux les premières preuves de concepts de circulateurs à ferrite fonctionnant simultanément sur deux bandes de fréquences distinctes ont été présentées.

Ces premiers circulateurs bi-bandes à ferrite sont pourvus de faibles bandes de circulation, de l'ordre du pourcent pour la seconde bande. De plus l'écart fréquentiel entre les bandes de circulation n'a pas été choisi, il est subi car dépendant de la structure. La conception de ces circulateurs ne permet donc pas de répondre à un cahier des charges exigeant où chaque sous bande serait proche des standards de l'industrie et dont les fréquences centrales des deux bandes seraient choisies indépendamment l'une de l'autre.

Par ailleurs, l'intégration de circulateurs bi-bandes aux performances optimisées dans des systèmes hyperfréquences bi-bandes permettrait la miniaturisation des systèmes tout en conservant de bonnes propriétés d'isolation entre les composants.

C'est dans le but de concevoir de tels dispositifs et en se basant sur les travaux précédents que ces travaux de thèse ont été réalisés. Ils ont bénéficié d'une convention CIFRE-Défense entre la société Inoveos, le laboratoire de recherche Xlim et l'Agence de l'Innovation de Défense (AID) et se sont déroulés dans le cadre du laboratoire commun INOGYRO.

Un des objectifs de ces travaux de thèse est de maîtriser la conception de circulateurs bi-bandes et d'améliorer leurs performances en maîtrisant l'écart fréquentiel entre la première et la seconde bande de circulation, ainsi qu'en élargissant les bandes de circulation.

Pour répondre à ces problématiques ce manuscrit propose quatre chapitres.

Le premier chapitre présente les principales caractéristiques des matériaux ferrites ainsi que leurs propriétés en hyperfréquences. Plusieurs moyens de modélisation de ces matériaux seront présentés avec notamment différents tenseurs de perméabilité. Une étude bibliographique sur les principales applications des ferrites en hyperfréquences sera ensuite proposée. Une partie complète sera dédiée aux différentes technologies de circulateurs à ferrite. Le fonctionnement et les limitations des premiers circulateurs bi-bandes à ferrite seront présentées.

Dans le second chapitre, les premiers travaux sur les circulateurs bi-bandes en mode de fonctionnement « champ faible » seront présentés. Une étude modale des résonateurs triplaques à ferrite montrera qu'il est possible d'identifier les paramètres qui influencent l'écart entre la première et la seconde bande de fréquence. Il sera montré que c'est la géométrie de la partie métallique au centre de la structure qui est le paramètre le plus important dans la modification de l'écart fréquentiel. La conception de deux circulateurs bi-bandes aux fonctionnements différents sera présentée. Finalement, la réalisation et les mesures de deux prototypes valideront les différentes conceptions. A l'issue de ce chapitre, plusieurs points d'amélioration émergeront. En effet, pour concevoir ces circulateurs plusieurs étapes d'études paramétriques (parfois longues) sous logiciels de simulation électromagnétiques (CST Microwave Studio ici) ont été nécessaires. Afin d'avoir une meilleure maîtrise de la conception et de l'accélérer, une méthode complète de conception des circulateurs bi-bandes a été développée. La méthode se décompose en deux parties :

- Le dimensionnement d'un résonateur
- Le couplage et l'adaptation du résonateur

C'est dans ce cadre que viennent s'inscrire les chapitres trois et quatre.

Le troisième chapitre présentera une nouvelle méthode numérique de dimensionnement des résonateurs à ferrite. Elle permettra de retrouver les propriétés d'un résonateur à ferrite en fonction des conditions de fréquences fixées par un cahier des charges. Cette méthode se basera sur l'établissement et l'utilisation d'abaques des modes propres dans les cavités triplaques à ferrite. Elle sera adaptée aux géométries complexes qui sont difficiles, voire impossibles à étudier analytiquement. Les résultats obtenus par cette nouvelle méthode seront comparés aux résultats de simulation électromagnétique et montreront une bonne concordance. Enfin, à partir de deux cahiers des charges différents les propriétés de deux résonateurs à ferrites seront retrouvées grâce à cette méthodologie de conception.

Contribution à l'étude de circulateurs bi-bandes à ferrite fonctionnant en champ faible – Nouvelle méthodologie de conception

Le couplage et l'adaptation des résonateurs à ferrite sera également au cœur d'une nouvelle méthodologie développée et présentée dans le quatrième chapitre. Contrairement aux méthodes analytiques de la littérature, elle est valable quelle que soit la forme de la partie métallique du résonateur et est utilisable pour coupler et adapter les circulateurs sur plusieurs bandes de fréquences. Elle se décompose en plusieurs étapes :

- La détermination de la matrice impédance à l'interface entre le ferrite et le diélectrique du résonateur
- La recherche de l'impédance à appliquer pour coupler au mieux le résonateur
- La détermination des dimensions des lignes d'accès qui permettent de respecter les conditions d'impédances.

La méthode est d'abord validée par la conception et la réalisation d'un circulateur mono-bande au conducteur central triangulaire. Elle est ensuite appliquée sur les deux résonateurs des circulateurs réalisés au deuxième chapitre. Les propriétés des lignes d'accès obtenues au chapitre deux sont retrouvées permettant de valider la méthode pour la conception de circulateur fonctionnant sur deux bandes de fréquences.

Ce quatrième chapitre développe également la conception d'un circulateur à ferrite bi-bande en technologie planaire en adaptant la méthode de couplage à cette technologie. La réalisation et les mesures du premier prototype de circulateur bi-bande micro-ruban seront présentées.

Enfin une conclusion reprend l'ensemble des résultats obtenus ainsi que les perspectives envisageables pour poursuivre et améliorer ces travaux.

Chapitre I.

Généralités sur les ferrites et leurs applications en hyperfréquences

Chapitre I. Généralités sur les ferrites et leurs applications en hyperfréquences

I.1. Introduction	13
I.2. Généralités sur les ferrites et leurs propriétés en hyperfréquences	14
I.2.1. Généralités	14
I.2.1.1. Les matériaux magnétiques	14
I.2.1.1.1. Les différents types de magnétismes.....	15
I.2.1.1.2. Dépendance en température	16
I.2.1.2. Ferrimagnétisme	17
I.2.1.3. Les ferrites	19
I.2.1.4. Résonance gyromagnétique	20
I.2.2. Tenseurs de perméabilité	20
I.2.2.1. Ferrites saturés : Tenseur de Polder	21
I.2.2.2. Ferrites partiellement aimantés	23
I.2.2.2.1. Tenseur de Green et Sandy.....	23
I.2.2.2.2. Tenseur « Généralisé de Perméabilité Tensorielle » (GPT).....	24
I.2.3. Zones de fonctionnement des dispositifs à ferrite	25
I.2.4. Modes résonants dans une cavité à ferrite cylindrique	26
I.2.4.1. Développement des équations de Maxwell	26
I.3. Applications des ferrites en hyperfréquences.....	29
I.3.1. Déphaseurs.....	30
I.3.2. Filtres accordables	32
I.3.3. Commutateurs.....	33
I.3.4. Antennes	35
I.3.5. Isolateurs.....	36
I.4. Circulateurs à ferrite.....	38
I.4.1. Fonction de circulation.....	38
I.4.2. Technologies de circulateurs	40
I.4.2.1. Les circulateurs à effet Faraday	40
I.4.2.2. Les circulateurs à éléments localisés	41
I.4.2.3. Les circulateurs à jonction Y	41
I.4.2.3.1. Les circulateurs à jonction Y triplaques.....	41
I.4.2.3.2. Les circulateurs à jonction Y micro-rubans	42
I.4.2.3.3. Les circulateurs à jonction Y à guide d'ondes	44
I.4.2.4. Les circulateurs bi-bandes	44
I.5. Conclusion	48
I.6. Bibliographie du Chapitre I	49

I.1. Introduction

Les ferrites sont des matériaux magnétiques, de type céramique à forte constante diélectrique. Ils sont connus depuis de nombreux siècles, mais leur utilisation pour des applications hyperfréquences ne date que des années 1940. Depuis ils sont présents dans de nombreux composants tels que les circulateurs, les isolateurs, les déphaseurs, les filtres ou les commutateurs.

La propriété principale des ferrites exploitée dans les dispositifs hyperfréquences est l'anisotropie. Elle se caractérise par un tenseur de perméabilité dont les éléments varient en fonction du champ magnétique statique appliqué et de la fréquence. Comme la perméabilité est tensorielle, le fonctionnement des ferrites en hyperfréquences n'est pas aussi intuitif que pour des diélectriques classiques, ce qui rend les dispositifs plus complexes à modéliser.

Le développement de ce type de dispositifs nécessite donc en amont de comprendre et savoir parfaitement modéliser ces matériaux. La première partie de ce chapitre donnera les principales caractéristiques des ferrites et détaillera leurs propriétés magnétiques. Les conséquences des propriétés magnétiques sur le comportement des ferrites en hyperfréquences seront ensuite présentées.

La seconde partie de ce chapitre proposera un résumé des différentes applications des matériaux ferrites dans le domaine des hyperfréquences où leur anisotropie ou leur accordabilité sont exploitées. Les principales applications de ces matériaux seront présentées succinctement et suivies d'une partie dédiée plus spécifiquement aux circulateurs qui sont au cœur de ces travaux de thèse. Les différentes technologies de circulateurs à ferrite seront abordées et les avantages et inconvénients de chacune d'entre elles seront discutés.

I.2. Généralités sur les ferrites et leurs propriétés en hyperfréquences

I.2.1. Généralités

I.2.1.1. Les matériaux magnétiques

Depuis l'antiquité et la découverte de la pierre de Magnésie ou magnétite [I-1], les connaissances sur les matériaux magnétiques n'ont eu de cesse de s'accroître. Ils sont notamment utilisés en navigation avec la boussole depuis des siècles. Les phénomènes physiques en jeu ne seront décrits rigoureusement qu'à partir du XIX^{ème} siècle et c'est le physicien danois Hans Christian Ørsted [I-2] qui découvrit pour la première fois le lien entre l'électricité et le magnétisme. Les études des français Jean-Baptiste Biot et Félix Savart suivront et décriront par des formules mathématiques le champ magnétique. C'est au cours de la seconde moitié du XIX^{ème} siècle que le physicien écossais James Clerk Maxwell rassembla les différents travaux sur l'électricité et le magnétisme pour établir les équations de Maxwell. C'est le système d'équations qui décrit encore aujourd'hui le comportement du champ électromagnétique et ses interactions avec la matière. Enfin, il est important de citer Louis Néel pour ses théories sur l'antiferromagnétisme et le ferrimagnétisme qui lui valurent le prix Nobel de physique en 1970.

Ces différentes théories s'appuient sur le mouvement des électrons autour du noyau d'un atome. En effet, les électrons effectuent une rotation autour du noyau générant ainsi un moment magnétique orbital. La rotation de l'électron sur lui-même génère de plus un moment magnétique de spin illustré Figure I-1. Le moment magnétique total de l'atome est donc la somme des moments orbitaux et de spins [I-3].

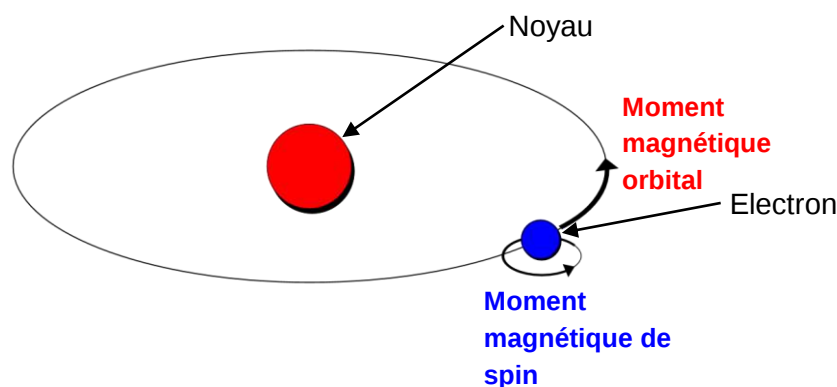


Figure I-1 Illustration du moment magnétique orbital et du moment magnétique de spin d'un électron

Dans un milieu aimanté, chaque molécule peut être considérée comme un petit aimant. Un élément de volume (dV) présente donc un certain moment magnétique ($\vec{M}$) qui est la somme des moments des molécules ($\vec{m}$) contenues dans V .

$$\vec{M} = \frac{d \vec{m}}{dV} \quad (I-1)$$

L'état magnétique du corps est donc représenté par $\vec{M}$ qui est le moment magnétique par unité de volume soit l'aimantation.

Lorsque qu'un champ magnétique statique est appliqué au matériau, sa structure est modifiée. Ce champ magnétique statique $\vec{H}$ va créer une induction magnétique $\vec{B}$ reliée à l'aimantation $\vec{M}$ par la relation suivante [I-4] :

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (I-2)$$

Avec $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ kg. m. A}^{-2} \text{ s}^{-2}$ la perméabilité du vide.

De plus, l'aimantation induite par un champ dans un matériau magnétique peut s'écrire :

$$\vec{M} = \chi \times \vec{H} \quad (I-3)$$

Avec χ la susceptibilité magnétique qui correspond à la capacité d'un matériau à s'aimanter sous l'emprise d'un champ magnétique.

L'induction magnétique peut ainsi s'écrire :

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

La perméabilité relative μ_r du matériau est définie par la relation :

$$\vec{B} = \mu_0 \times \mu_r \times \vec{H} \quad (I-5)$$

Avec:

$$\mu_r = 1 + \chi$$

I.2.1.1.1. Les différents types de magnétismes

Il est possible de distinguer plusieurs classes de matériaux magnétiques suivant leurs valeurs de susceptibilité magnétique et leur direction d'aimantation. Les principales classes de matériaux magnétiques [I-3], [I-5–I-7] sont listées ci-dessous.

Les matériaux **diamagnétiques** ont une susceptibilité magnétique négative et très faible, de l'ordre de 10^{-5} . Ces matériaux, lorsqu'ils subissent un champ magnétique externe, sont faiblement aimantés dans la direction opposée à ce champ externe.

Comme les matériaux diamagnétiques, les matériaux **paramagnétiques** ne sont pas spontanément aimantés en raison de la disposition aléatoire des moments magnétiques dans la matière (Figure I-2). Ils ont donc besoin d'un champ extérieur pour acquérir une aimantation. Leur susceptibilité est positive et comprise entre 10^{-3} et 10^{-5} .

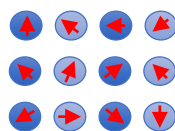


Figure I-2 Orientation des moments magnétiques d'un matériau paramagnétique

Pour les matériaux **antiferromagnétiques**, les moments magnétiques sont tous parallèles entre eux (Figure I-3). Cependant, ils ont des directions opposées qui se compensent, si bien qu'en l'absence de champ extérieur les directions antiparallèles s'annulent et l'aimantation totale est nulle.

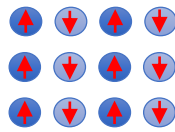


Figure I-3 Orientation des moments magnétiques d'un matériau antiferromagnétique

Les matériaux **ferrimagnétiques** sont assez proches des antiferromagnétiques, avec des moments magnétiques parallèles entre eux (Figure I-4). Dans ce cas, une des deux directions est prépondérante impliquant la présence d'une aimantation même en l'absence de champ magnétique extérieur. La susceptibilité de ces matériaux est positive et est de l'ordre de 10^5 .

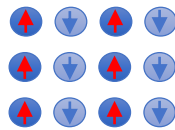


Figure I-4 Orientation des moments magnétiques d'un matériau ferrimagnétique

Le dernier comportement des matériaux magnétiques est le **ferromagnétisme**. Comme pour les deux classes précédentes, les directions des moments magnétiques sont parallèles entre elles (Figure I-5). Cependant, pour ces matériaux il n'y a plus qu'une seule direction, l'aimantation est donc spontanée et est maximale sans champ externe. La susceptibilité est également positive et de l'ordre de 10^5 .

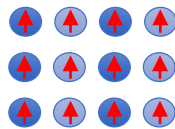


Figure I-5 Orientation des moments magnétiques d'un matériau ferromagnétique

Parmi ces différentes classes de matériaux, les ferrimagnétiques et ferromagnétiques sont les seuls dont l'aimantation spontanée n'est pas nulle. Les moments magnétiques des atomes des matériaux ferromagnétiques étant alignés et dans la même direction, l'aimantation spontanée y est maximale. Cette propriété est utilisée pour obtenir des aimants permanents. Les ferrimagnétiques ont une aimantation spontanée plus faible car leurs moments magnétiques ne sont pas tous orientés dans la même direction, ils seront utilisés en hyperfréquences et leurs particularités seront décrites dans les parties suivantes.

I.2.1.1.2. Dépendance en température

Les propriétés des matériaux magnétiques dépendent grandement de la température [I-8], [I-9]. Pour un matériau paramagnétique qui subit un champ magnétique statique extérieur, l'aimantation du matériau va diminuer avec l'élévation de la température. Ce phénomène est caractérisé par la loi de Curie qui montre une relation inversement proportionnelle entre la susceptibilité magnétique χ et la température T en Kelvin.

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (\text{I-6})$$

Avec C la constante de Curie.

Une autre conséquence de la dépendance en température de ces matériaux est pour les matériaux antiferromagnétiques, ferrimagnétiques et ferromagnétiques, le passage à un comportement paramagnétique au-delà d'une certaine température. Pour les matériaux antiferromagnétique cette température particulière est la température de Néel notée T_N . Tandis que pour les ferrimagnétiques et ferromagnétiques c'est la température de Curie T_C [I-5], [I-10].

La Figure I-6 représente l'évolution de l'aimantation M d'un matériau ferromagnétique en fonction de sa température. La valeur de l'aimantation diminue avec l'augmentation de la température jusqu'à une aimantation nulle à la température de Curie T_C .

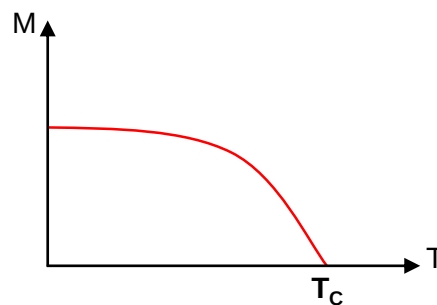


Figure I-6 Evolution de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique en fonction de la température

I.2.1.2. Ferrimagnétisme

Le phénomène qui va nous intéresser en hyperfréquences est le ferrimagnétisme, la suite des explications se concentre donc sur la description de ce phénomène.

A l'échelle microscopique et en l'absence de champ magnétique extérieur, les matériaux ferrimagnétiques se décomposent en régions appelées domaines de Weiss délimitées par des parois de Bloch [I-3], [I-11], [I-12]. A l'intérieur de chaque domaine le moment magnétique $\vec{M}$ est constant. Les moments magnétiques sont orientés aléatoirement entre chaque domaine Figure I-7(a) ce qui conduit le matériau à présenter globalement une aimantation nulle.

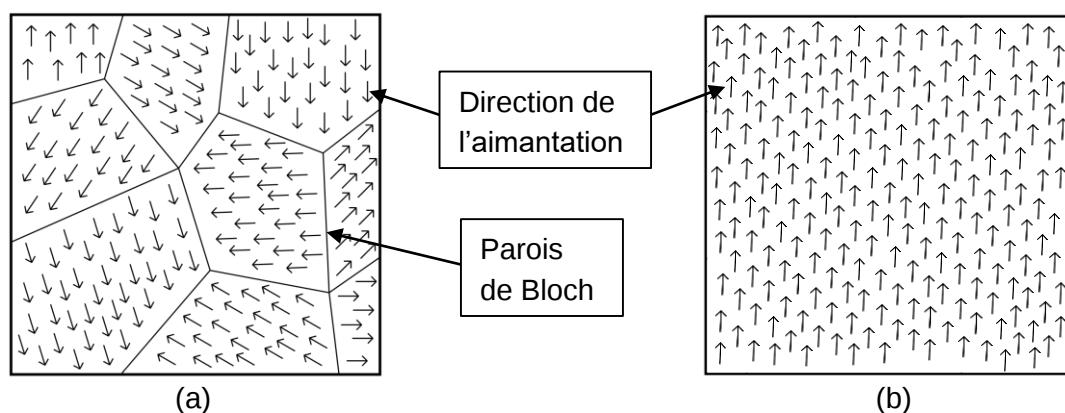


Figure I-7 Illustration des domaines de Weiss dans le cas non saturé (a) et dans le cas saturé (b)

Lorsqu'un champ magnétique est appliqué au matériau ferrimagnétique, les aimantations des différents domaines de Weiss vont s'aligner. L'aimantation totale de la structure atteindra alors son maximum appelé aimantation à saturation M_S . La valeur de champ nécessaire pour que les aimantations de l'ensemble des différents domaines soient parallèles est appelée le champ d'anisotropie H_a . Au-dessus de cette valeur le matériau sera dit saturé (Figure I-7(b)).

Pour des valeurs de champ inférieures à la saturation, la relation entre le champ et l'aimantation est décrite par le cycle d'hystérésis présenté sur la Figure I-8. La première aimantation suit la courbe rouge et montre qu'avec l'augmentation du champ, l'aimantation augmentera jusqu'à atteindre la zone de saturation. Une fois la première aimantation appliquée et en l'absence de champ appliqué (champ nul), l'aimantation conservera une valeur positive et non nulle appelée aimantation rémanente M_R . Enfin, le champ nécessaire pour revenir à une aimantation nulle après la première aimantation est appelé le champ coercitif H_C .

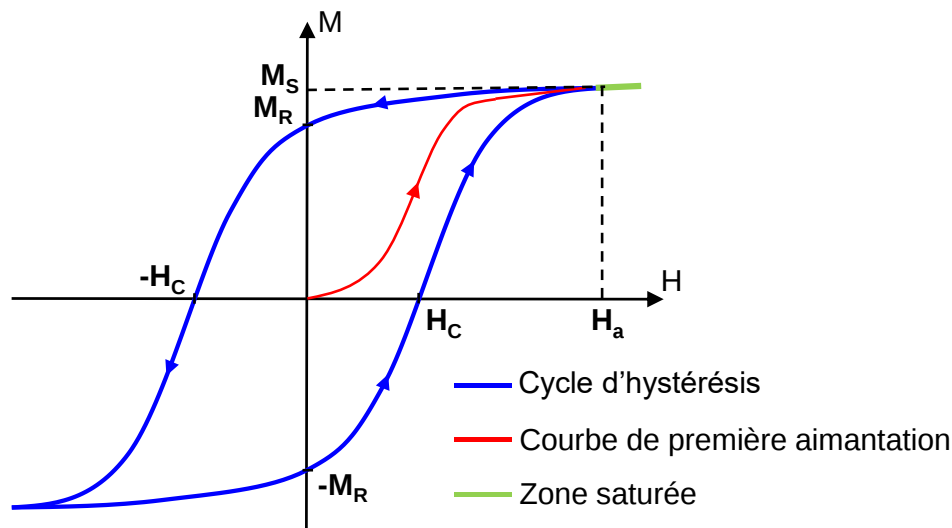


Figure I-8 Cycle d'hystérésis de l'aimantation d'un matériau ferrimagnétique

Le champ magnétique statique H dont nous avons parlé jusque-là est en réalité le champ interne H_i au matériau ferrite. Il est différent du champ extérieur appliqué à ce matériau noté H_{app} .

Ces deux quantités sont liées par la relation (I-7) où $\vec{M}$ est le vecteur aimantation du matériau et $\vec{N}$ le facteur démagnétisant.

$$\vec{H}_i = \vec{H}_{app} - \vec{N} \times \vec{M} \quad (I-7)$$

La valeur du facteur démagnétisant dépend de la forme de l'échantillon du matériau ferrimagnétique. Le Tableau I-1 reprend les valeurs des composantes de $\vec{N}$ pour les géométries les plus usuelles [I-3].

Les matériaux magnétiques qui possèdent des propriétés ferrimagnétiques utiles en hyperfréquences sont de types ferrites. La partie suivante présente donc les principales caractéristiques de ces matériaux.

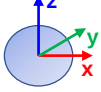
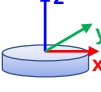
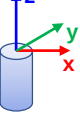
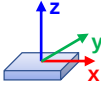
	Sphère 	Disque de faible hauteur 	Cylindre long 	Parallélépipède rectangle de faible hauteur 
N_x	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{2}$	0
N_y	$\frac{1}{3}$	0	0	0
N_z	$\frac{1}{3}$	1	$\frac{1}{2}$	1

Tableau I-1 Facteurs démagnétisant des formes les plus usuelles

I.2.1.3. Les ferrites

Les ferrites utilisés pour des applications hautes fréquences sont des céramiques choisies pour leur comportement ferrimagnétique. Ils se caractérisent par une forte permittivité, une forte résistivité et de faibles pertes diélectriques. Ces matériaux peuvent être décomposés en trois grandes familles en fonction de leur composition et de leur structure cristalline [I-13]–[I-18].

Les **spinelles** sont des matériaux dont la structure est la plus proche des aimants naturels à base d'Oxyde de Fer Fe_2O_4 . La différence réside dans le métal utilisé à la place du fer qui peut être du manganèse, du magnésium, du nickel, du cuivre, du zinc ou du lithium. Pour réaliser un ferrite il est possible d'utiliser plusieurs de ces métaux et ainsi contrôler les propriétés magnétiques de l'ensemble grâce aux proportions de chaque élément. Les spinelles sont utilisables sur une large plage de fréquence (1 GHz à 36 GHz). De plus, leur température de Curie élevée permet d'envisager des applications à plus hautes puissances [I-3].

Les **grenats** sont des ferrites à base de terre rare. La majorité des grenats est constituée d'Yttrium et sont dénommés YIG pour Yttrium Iron Garnet. Ils sont généralement utilisés pour des applications plus basses fréquences que les spinelles (0.1 GHz à 10 GHz). Leur température de Curie est plus basse mais leurs pertes magnétiques ΔH également, ce qui leur confère un intérêt certain dans les dispositifs à faibles pertes.

Les deux familles précédentes sont considérées comme des ferrites « doux » en raison de leur faible champ coercitif et aimantation rémanente. Les ferrites de la troisième famille ont une rémanence bien plus élevée et même proche de l'aimantation à saturation. Ce sont des ferrites hexagonaux et ils sont appelés ferrites « durs ».

Grâce à leur forte aimantation rémanente, les **ferrites hexagonaux**, notamment à base de Baryum, peuvent être utilisés en hyperfréquences sans polarisation externe. Leur fort champ d'anisotropie leur permet un fonctionnement à des fréquences élevées (30 GHz à 100 GHz), mais leurs pertes magnétiques ΔH sont plus élevées que pour les familles précédentes [I-19].

I.2.1.4. Résonance gyromagnétique

Lorsqu'un champ magnétique statique $\vec{H}_i$ est présent dans un ferrite, l'aimantation $\vec{M}$ subit un mouvement de précession autour du vecteur $\vec{H}_i$ (Figure I-9) appelée précession gyromagnétique [I-20]. Ce mouvement aura une fréquence de rotation propre appelée fréquence de Larmor pour laquelle la pulsation associée ω_r est définie par :

$$\omega_r = 2\pi\gamma\mu_0 H_i \quad (I-8)$$

Avec γ correspondant au rapport gyromagnétique, c'est-à-dire le rapport entre les moments magnétiques et cinétiques. Et :

$$2\pi\gamma\mu_0 \approx 2,8 \text{ MHz/Oe} \quad (I-9)$$

La pulsation ω_r peut également être définie par la formule de Kittel [I-5] pour un milieu fini aimanté suivant O_z en fonction de l'amplitude du champ appliqué H_{app} , de l'aimantation à saturation M_s et des termes du facteur démagnétisant $\vec{N}$:

$$\omega_r = \gamma\mu_0 \sqrt{[H_{app} - (N_z - N_x)M_s] \times [H_{app} - (N_z - N_y)M_s]} \quad (I-10)$$

Ce mouvement de rotation amorti est décrit par l'équation de Landau, Lifshitz et Gilbert [I-21], [I-22]:

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

Avec α un terme d'amortissement lié aux pertes magnétiques dans le matériau.

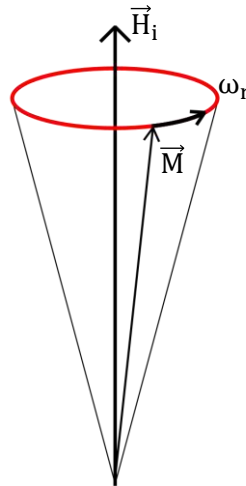


Figure I-9 Illustration de la précession de Larmor

I.2.2. Tenseurs de perméabilité

Toutes les explications précédentes sont données pour un ferrite subissant un champ magnétique statique de polarisation $\vec{H}_i$ mais en l'absence de champ électromagnétique (EM) hyperfréquences. Nous allons maintenant décrire le comportement du matériau polarisé (et particulièrement de sa perméabilité) lorsque celui-ci est soumis à un champ magnétique

hyperfréquences $\vec{h}$ perpendiculaire à la direction du champ magnétique statique $\vec{H}_i$ et avec $h \ll H_i$.

I.2.2.1. Ferrites saturés : Tenseur de Polder

L'anisotropie des matériaux ferrites en hyperfréquence est caractérisée par leur perméabilité tensorielle. Il existe plusieurs modèles de tenseur de perméabilité suivant l'état d'aimantation du matériau. Lorsque le matériau est complètement saturé le modèle utilisé est le tenseur de perméabilité de Polder [I-20].

En se plaçant dans un repère cartésien et avec un champ magnétique statique appliqué suivant O_z , la comparaison entre la relation (I-11) de Landau, Lifshitz et Gilbert et la relation (I-3) qui définit la susceptibilité magnétique permet d'identifier la susceptibilité magnétique χ comme étant le tenseur donné par l'équation (I-12).

$$\bar{\chi} = \begin{bmatrix} \frac{(\omega_r + j\omega\alpha)\omega_m}{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} & -\frac{j\omega\omega_m}{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} & 0 \\ \frac{j\omega\omega_m}{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} & \frac{(\omega_r + j\omega\alpha)\omega_m}{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (I-12)$$

Avec ω_m la pulsation gyroscopique définie par :

$$\omega_m = 2\pi\gamma M_s. \quad (I-13)$$

Et α le facteur d'amortissement.

On peut en déduire, à partir de la relation (I-5), la perméabilité relative du matériau ferrite :

$$\bar{\mu}_r = \begin{bmatrix} 1 + \frac{(\omega_r + j\omega\alpha)\omega_m}{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} & -\frac{j\omega\omega_m}{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} & 0 \\ \frac{j\omega\omega_m}{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} & 1 + \frac{(\omega_r + j\omega\alpha)\omega_m}{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (I-14)$$

Ce tenseur est le tenseur de perméabilité de Polder, il est défini par ses termes diagonaux μ et non diagonaux dépendant de κ .

$$\bar{\mu}_r = \begin{bmatrix} \mu & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (I-15)$$

Avec :

$$\mu = 1 + \frac{(\omega_r + j\omega\alpha)\omega_m}{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} \quad (I-16)$$

$$\kappa = \frac{\omega\omega_m}{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} \quad (I-17)$$

La Figure I-10 représente le tracé des valeurs complexes de μ et κ en fonction de la fréquence de l'onde incidente pour un ferrite avec une aimantation à saturation M_s de 1450 Gauss et polarisé par un champ magnétique statique interne au ferrite H_i de 640 Oersted.

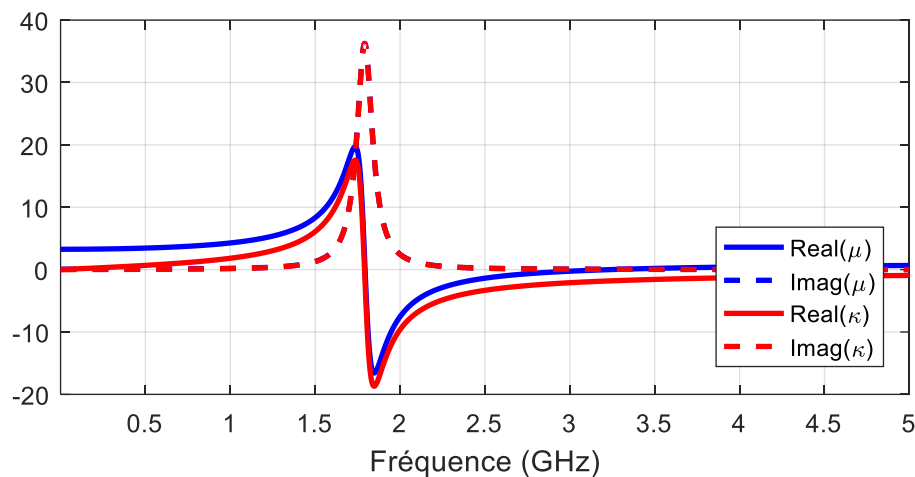


Figure I-10 Termes μ et κ du tenseur de perméabilité de Polder tracés en fonction de la fréquence pour un ferrite ayant une aimantation à saturation M_s de 1450 G et polarisé par un champ magnétique statique H_i de 640 Oe

Lorsque la fréquence du champ hyperfréquence est égale à la fréquence de Larmor on a un phénomène de résonance appelé résonance gyromagnétique ou gyrorésonance. Les parties imaginaires des termes diagonaux et non-diagonaux du tenseur de Polder atteignent un maximum autour de cette fréquence.

Les pertes dans les matériaux ferrites sont caractérisées à la résonance gyromagnétique par le terme ΔH [I-9], [I-20] et hors résonance par ΔH_{eff} .

Pour obtenir ΔH et ΔH_{eff} , la partie imaginaire du terme μ du tenseur de perméabilité est mesurée pour plusieurs points en fonction du champ H_i (Figure I-11). ΔH correspond à la largeur à mi-hauteur d'une Lorentzienne passant par les points mesurés autour de la résonance et ΔH_{eff} pour des points mesurés hors de la résonance.

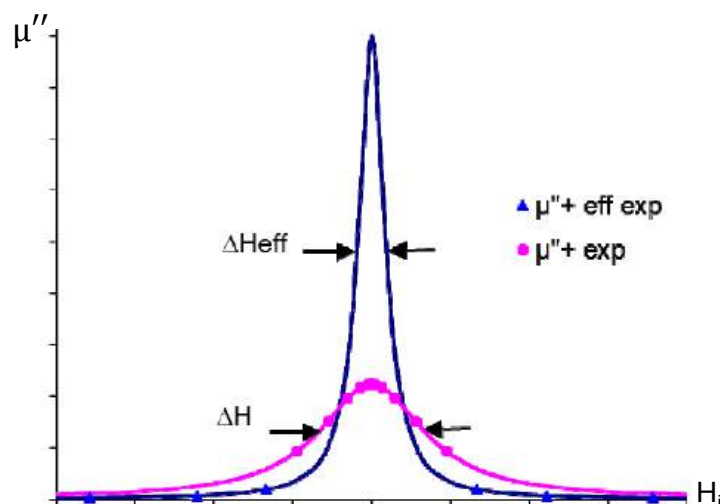


Figure I-11 Mesures expérimentales des pertes magnétiques dans les ferrites en fonction de H_i : Largeurs à mi-hauteur ΔH et ΔH_{eff} [I-17]

Ces valeurs de ΔH et ΔH_{eff} sont reliées aux termes du tenseur de perméabilité de Polder par le facteur d'amortissement α . L'expression (I-18) permet de le calculer en fonction de la

fréquence pour une largeur à mi-hauteur donnée. Pour modéliser les pertes à des fréquences proches de la résonance c'est le terme ΔH qui sera utilisé dans l'équation (I-18). La majorité des dispositifs hyperfréquences à ferrite fonctionnant en dehors de la gyrorésonance afin d'éviter les trop fortes pertes magnétiques [I-23], c'est le terme ΔH_{eff} qui sera utilisé dans l'expression de α .

$$\alpha = \frac{\gamma \Delta H}{2 \times f} \quad (\text{I-18})$$

Un troisième terme caractérisant les pertes magnétiques est ΔH_k . Il est utilisé en haute puissance micro-ondes c'est-à-dire lorsque le comportement du matériau ferrite est non-linéaire. Les études de Suhl, de Kittel et de Schlömann [I-5], [I-24], [I-25] décrivent ces effets non linéaires dans ces matériaux magnétiques.

I.2.2.2. Ferrites partiellement aimantés

La partie précédente a décrit le modèle de tenseur utilisé dans le cas d'un ferrite totalement saturé, ce qui sera le cas dans toutes les études présentées dans ce manuscrit.

La partie qui suit décrit brièvement les principaux modèles de tenseurs de perméabilité dans les cas de l'application d'un champ magnétique statique qui ne sature que partiellement le matériau ferrite.

I.2.2.2.1. Tenseur de Green et Sandy

Dans un ferrite partiellement aimanté, les aimantations dans les différents domaines de Weiss ne sont pas toutes orientées dans la même direction. Les premiers travaux sur les ferrites partiellement aimantés ont été présentés par Rado [I-26] et proposent de moyenner l'ensemble des aimantations dans un espace donné.

Pour faire suite à cette première théorie un modèle expérimental a été mis au point par Green et Sandy [I-27]. Dans ce cas, le tenseur de perméabilité est représenté par l'équation (I-19) lorsque le matériau est aimanté suivant la direction z .

$$\bar{\mu}_r = \begin{bmatrix} \mu & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} \quad (\text{I-19})$$

Avec :

$$\begin{cases} \mu = \mu_d + (1 - \mu_d) \left(\frac{M}{M_s} \right)^{5/2} \\ \mu_z = \mu_d + \left(1 - \left(\frac{M}{M_s} \right)^2 \right)^{5/2} \end{cases} \quad (\text{I-20})$$

μ_d est la perméabilité lorsque le ferrite n'est pas aimanté. Dans ce cas, cette perméabilité n'est plus tensorielle mais scalaire et a été définie par Schlömann [I-28] et est donnée par l'expression suivante :

$$\mu_d = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \left(\frac{\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 - (H_a + 4\pi M_s)^2}{\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 - H_a^2} \right)^{1/2} \quad (\text{I-21})$$

Où H_a est le champ d'anisotropie du matériau et M_s l'aimantation considérée.

Contrairement au tenseur de Polder, les termes de ce tenseur sont purement réels. Ce modèle divergera donc du modèle de Polder lorsque le ferrite est saturé mais également proche de la gyrorésonance, là où les parties imaginaires sont maximales (Figure I-10). Cependant il permet de modéliser le comportement du ferrite à des fréquences très supérieures à la gyrorésonance.

I.2.2.2.2. Tenseur « Généralisé de Perméabilité Tensorielle » (GPT)

De nombreux autres tenseurs permettent de modéliser le comportement des ferrites en hyperfréquences, on peut notamment citer celui d'Igarashi et Naïto [I-29] et celui de Bouchaud et Zerah [I-30]. Cependant le modèle le plus complet à l'heure actuelle est le modèle « Généralisé de Perméabilité Tensorielle » (GPT) développé au Laboratoire des Sciences et Techniques de l'Information, de la Communication et de la Connaissance (LABSTICC) de Brest [I-31]–[I-34].

Comme déjà mentionné, les aimantations dans les domaines de Weiss d'un matériau ferrimagnétique suivent deux directions antiparallèles. A la saturation, une des deux directions est fortement privilégiée, et le modèle de Polder se base sur la résolution de l'équation de Gilbert (I-11) en ne considérant que la direction d'aimantation principale. Le modèle GPT propose quant à lui de poser l'équation différentielle (I-22) pour chaque domaine en considérant les interactions avec les domaines adjacents dont la direction d'aimantation est opposée.

Cela revient à résoudre le système suivant pour chaque domaine du matériau en prenant le domaine noté 1 et le domaine adjacent noté 2 dont la direction d'aimantation est opposée :

$$\begin{cases} \frac{d\vec{M}_1}{dt} = -\gamma \vec{M}_1 \wedge (\vec{H}_1 + \vec{h} - n(\vec{m}_1 - \vec{m}_2)) + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M}_1 \wedge \frac{d\vec{M}_1}{dt} \\ \frac{d\vec{M}_2}{dt} = -\gamma \vec{M}_2 \wedge (\vec{H}_2 + \vec{h} - n(\vec{m}_2 - \vec{m}_1)) + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M}_2 \wedge \frac{d\vec{M}_2}{dt} \end{cases} \quad (I-22)$$

Avec n le coefficient démagnétisant d'un domaine, $\vec{H}_1$ et $\vec{H}_2$ les champs magnétiques statiques respectivement dans les domaines 1 et 2, $\vec{h}$ le champ magnétique du champ hyperfréquence, $\vec{M}_1$ et $\vec{M}_2$ les moments magnétiques des deux domaines et $\vec{m}_1$, $\vec{m}_2$ les composantes dynamiques de $\vec{M}_1$ et $\vec{M}_2$. Une approche statistique conduit au modèle global.

Cette approche rigoureuse de l'aimantation et du champ permet l'obtention d'un modèle valable quel que soit l'état d'aimantation du ferrite. Il a été montré que ce tenseur est valable pour un ferrite non aimanté, partiellement aimanté et saturé et qu'il prend en compte les différences des pertes magnétiques en fonction de la fréquence [I-31], [I-35].

Dans le cadre de ces travaux de thèse, les ferrites ont toujours été utilisés dans l'état de polarisation saturé, c'est donc le tenseur de Polder qui a été utilisé. La partie suivante présente les différentes zones de fonctionnement des dispositifs à ferrites en fonction des valeurs des termes de ce tenseur.

I.2.3. Zones de fonctionnement des dispositifs à ferrite

Pour définir les différentes zones de fonctionnement, nous repartons du tracé des parties réelles et imaginaires des différents éléments du tenseur de Polder (κ et μ) en fonction de la fréquence pour une valeur fixée du champ interne H_i (Figure I-12). Sur cette figure, nous rajoutons les tracés de la perméabilité effective μ_{eff} , définie par l'équation (I-23), et du facteur d'anisotropie κ/μ .

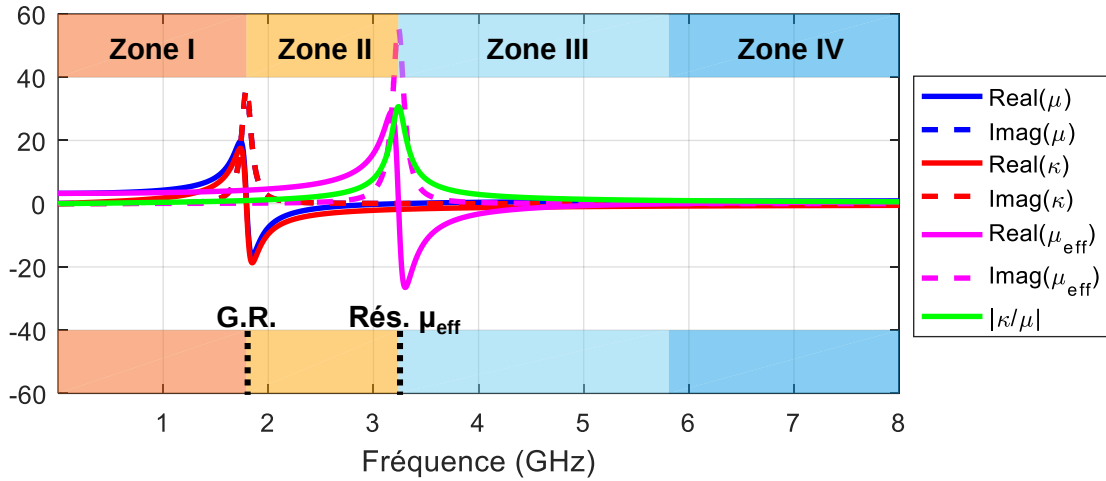


Figure I-12 Tracé des termes μ et κ du tenseur de Polder, du facteur d'anisotropie κ/μ et de la perméabilité effective μ_{eff} en fonction de la fréquence et zones de fonctionnement

$$\mu_{eff} = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu} \quad (I-23)$$

En partant des fréquences les plus basses et inférieures à la gyrorésonance, la première zone est la zone de champ fort (Zone I), la perméabilité effective y est positive et $\mu_{eff} > 2$.

Au-dessus de la gyrorésonance vient la seconde zone appelée zone de champ faible. Elle se décompose en trois domaines appelés : Zone II, Zone III et Zone IV sur la Figure I-12. Ces trois « sous-zones » situées en champ faible sont définies selon leur position par rapport à la résonance de μ_{eff} . En effet pour une fréquence particulière la perméabilité effective présente une résonance et un changement de signe. Cette résonance a lieu à la fréquence suivante si $H_i \gg \Delta H$:

$$\omega_{eff} = \sqrt{\omega_r \omega_m + \omega_r^2} \quad (I-24)$$

Entre la gyrorésonance et la résonance de la perméabilité effective se trouve la zone où la perméabilité effective est la plus forte (Zone II). Du fait de la proximité avec la gyrorésonance, les pertes magnétiques y sont élevées, c'est pourquoi les dispositifs hyperfréquences à ferrite n'exploitent généralement pas cette zone. Cependant du fait de la forte permittivité effective elle pourrait avoir un intérêt dans la conception de dispositifs miniatures.

Enfin, après la résonance de μ_{eff} , deux zones se distinguent, la première (Zone III), la plus proche de la résonance de μ_{eff} , est la zone dans laquelle $\mu_{eff} < 0$. La seconde (Zone IV) commence au changement de signe de μ_{eff} .

Les dispositifs hyperfréquences fonctionnant dans cette zone ont la possibilité d'avoir une fréquence de fonctionnement plus élevée qu'en champ fort et, du fait de l'éloignement avec la gyrorésonance, les pertes magnétiques y sont généralement plus faibles.

I.2.4. Modes résonants dans une cavité à ferrite cylindrique

La majorité des dispositifs hyperfréquences à ferrite comme les isolateurs, circulateurs ou encore les antennes à ferrite utilisent des cavités faites à partir de ces matériaux. La partie qui suit décrit le comportement d'une onde dans une cavité à base de matériau ferrite aimanté.

I.2.4.1. Développement des équations de Maxwell

Pour simplifier la modélisation de la propagation d'une onde dans une cavité à ferrite, les matériaux seront considérés comme saturés. Le tenseur utilisé est alors le tenseur de perméabilité de Polder (I-15).

En appliquant ce tenseur à la relation reliant l'induction magnétique et le champ magnétique on obtient en coordonnées cylindriques :

$$\begin{cases} B_r = \mu_0(\mu H_r - j\kappa H_\varphi) \\ B_\varphi = \mu_0(j\kappa H_r + \mu H_\varphi) \\ B_z = \mu_0 H_z \end{cases} \quad (I-25)$$

La cavité considérée est une cavité cylindrique en matériau ferrite entouré de diélectrique et dont les conditions aux limites sont des courts-circuits électriques parfaits au-dessus et en dessous de la structure et également autour du diélectrique Figure I-13 [I-36].

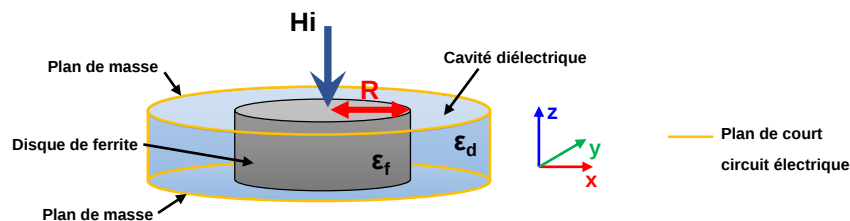


Figure I-13 Représentation schématique d'un résonateur à ferrite [I-37]

En utilisant les hypothèses de conditions aux limites idéales on peut considérer les composantes cylindriques de champ H_z , E_r et E_φ comme nulles. De plus, la faible hauteur de la cavité par rapport à son rayon permet de prendre en compte les champs comme étant invariants suivant la direction Oz.

Les simplifications suivantes peuvent donc être faites :

$$\begin{aligned} H_z &= 0 \\ E_r &= 0 \\ E_\varphi &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \quad (I-26)$$

Le développement de Bosma [I-36] propose d'étudier ce système (Figure I-13) en repartant des équations de Maxwell [I-38] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{array} \right. \quad (I-27)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{array} \right. \quad (I-28)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \end{array} \right. \quad (I-29)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \end{array} \right. \quad (I-30)$$

Dans le ferrite et en régime harmonique ces équations deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = j\omega\mu_0\mu_r\vec{H} \end{array} \right. \quad (I-31)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = -j\omega\epsilon_0\epsilon_r\vec{E} \end{array} \right. \quad (I-32)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \end{array} \right. \quad (I-33)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \end{array} \right. \quad (I-34)$$

Les équations rappelées en (I-26) permettent la simplification de l'équation de Maxwell-Faraday (I-31) qui devient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} = j\omega\mu_0(\mu H_r - j\kappa H_\varphi) \\ -\frac{\partial E_z}{\partial r} = j\omega\mu_0(j\kappa H_r + \mu H_\varphi) \end{array} \right. \quad (I-35)$$

Ou encore :

$$\left\{ \begin{array}{l} H_r = \frac{1}{j\omega\mu_0\mu_{eff}} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - j \frac{\kappa}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \\ H_\varphi = \frac{1}{j\omega\mu_0\mu_{eff}} \left(\frac{\partial E_z}{\partial r} + j \frac{1}{r} \frac{\kappa}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} \right) \\ H_z = 0 \end{array} \right. \quad (I-36)$$

Avec κ/μ une grandeur appelée facteur d'anisotropie et μ_{eff} la perméabilité effective (I-23).

En remplaçant l'expression (I-36) dans l'expression simplifiée de Maxwell Ampère (I-32), il est possible d'obtenir l'équation (I-37) qui décrit l'évolution de la composante z du champ $\vec{E}$.

$$0 = \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + k^2 E_z \quad (I-37)$$

Avec k le nombre d'onde ayant pour expression :

$$k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \mu_{eff}} \quad (I-38)$$

L'expression (I-39) représente les solutions de l'équation (I-37) avec n (n , entier relatif) le nombre de variations azimutales et a_n un terme d'amplitude.

$$E_z = a_n J_n(kr) e^{jn\varphi} \quad (I-39)$$

Avec J_n l'équation de Bessel du premier ordre de rang n .

Les expressions (I-36) des composantes du champ $\vec{H}$ deviennent :

$$\begin{cases} H_r = a_n \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\mu_0 \mu_{\text{eff}}}} \left(\frac{n J_n(kr)}{kr} - \frac{\kappa}{\mu} J'_n(kr) \right) e^{jn\varphi} \\ H_\varphi = -ja_n \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\mu_0 \mu_{\text{eff}}}} \left(J'_n(kr) - \frac{\kappa n J_n(kr)}{kr} \right) e^{jn\varphi} \\ H_z = 0 \end{cases} \quad (I-40)$$

Pour simplifier les équations du système (I-40), l'étude des cavités ferrites de Bosma [I-36] propose de considérer la limite ferrite diélectrique comme respectant des conditions de mur magnétique parfait. Un schéma du système considéré est présenté Figure I-14.

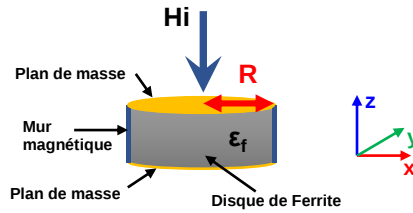


Figure I-14 Représentation schématique d'un résonateur à ferrite suivant le modèle de Bosma [I-36]

En considérant les limites de la cavité à ferrite comme idéale, on peut noter l'égalité suivante :

$$H_\varphi(R, \varphi, z) = 0 \quad (I-41)$$

Avec R le rayon de la cavité ferrite.

Grâce à la simplification (I-41) de l'expression de H_φ (I-40) à $r = R$ on pose l'équation suivante :

$$0 = J'_n(kR) - \frac{\kappa n J_n(kR)}{\mu kR} \quad (I-42)$$

Cette équation permet de mettre en lumière une conséquence de l'anisotropie des ferrites aimantées, l'apparition de modes contrarotatifs [I-36], [I-37], [I-39], [I-40]. Dans un résonateur à cavité diélectrique classique, des modes résonants transverses magnétiques TM_{nmp} [I-41] seront présents. Tandis que dans le cas d'une cavité à ferrite aimanté, les modes résonants ne seront plus simples mais contrarotatifs. Ainsi chaque mode TM_{nmp} , dont la variation azimutale n ($n \in \mathbb{Z}$) n'est pas nul, sera décomposé en deux modes contrarotatifs, un mode + et un mode -.

La Figure I-15 représente l'évolution des fréquences de résonance des modes $TM_{\pm nmp}$ en fonction de H_i le champ magnétique statique interne qui polarise le ferrite. Ces modes ont été calculés en utilisant la relation (I-42) en fixant le rayon de la structure à $R = 8 \text{ mm}$ et en prenant un ferrite dont l'aimantation à saturation est de $M_s = 900 \text{ G}$.

Les solutions de (I-42) en Figure I-15 montre la présence de modes contrarotatifs TM_{+nmp} et TM_{-nmp} à des fréquences différentes. En effet plus la valeur de H_i sera proche de la gyro-résonance, plus les modes + et les modes - seront éloignés les uns des autres.

Une étude plus approfondie sur les fréquences de résonances de ces modes, leurs cartographies de champs ainsi que leurs principales caractéristiques seront présentée dans le chapitre suivant. Cependant cette première approche des modes résonants dans les cavités à ferrites permet tout de même de distinguer des comportements différents dans la zone en-

dessous de la gyrorésonance dite zone de champ fort, et dans la zone au-dessus de la gyrorésonance dite zone de champ faible. Les modes + et – d’une même paire de mode sont ainsi plus rapprochés les uns des autres en champ fort et en champ faible les modes sont plus désordonnés avec des modes supérieurs intercalés entre les modes fondamentaux.

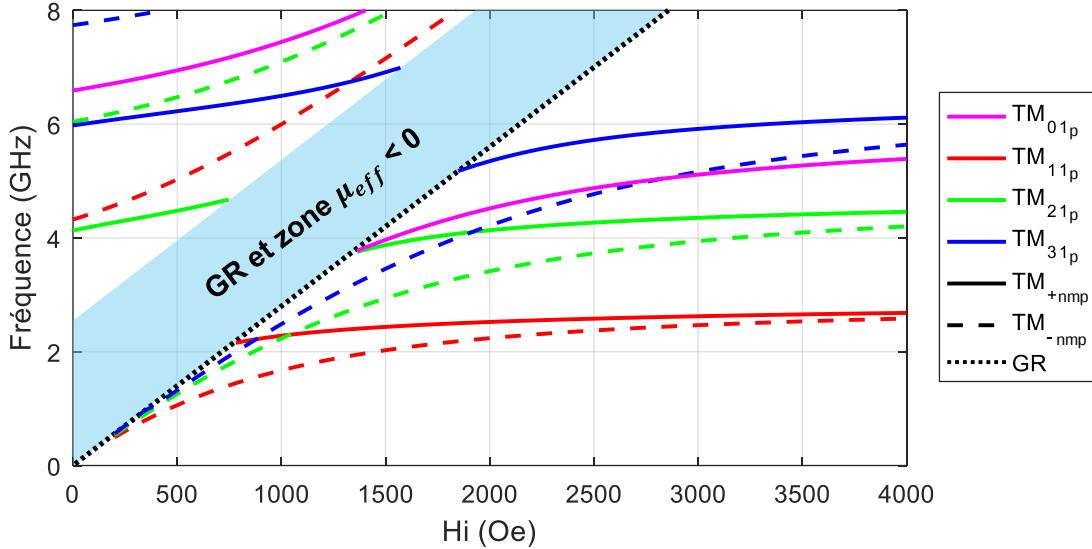


Figure I-15 Fréquences des trois premières paires de modes propres contrarotatifs TM_{nmp} calculées par la formule de Bosma (I-42)

Enfin, il est important de noter que l'équation (I-42) n'est pas valable dans la zone où la perméabilité effective est négative [I-42]. La résolution du système (I-36) n'est plus la même et donc l'équation qui régit les fréquences de résonances des modes propres dans cette zone n'est plus (I-42) mais l'équation suivante :

$$0 = \pm j \left(\frac{I_{n-1}(k_e R)}{I_n(k_e R)} - \left(\frac{n}{k_e R} \right) \left(1 + \frac{\kappa}{\mu} \right) \right) \quad (I-43)$$

Avec I_n la fonction de Bessel du premier ordre modifiée et k_e le nombre d'onde modifié dont l'expression est :

$$k_e = \omega \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 (-\mu_{eff})} \quad (I-44)$$

Maintenant que les propriétés magnétiques des matériaux ferrites et leurs principales caractéristiques en hyperfréquences ont été rappelées, différentes applications de ces matériaux vont être présentées.

I.3. Applications des ferrites en hyperfréquences

Il existe une grande variété de dispositifs hyperfréquences utilisant des ferrites. Ces composants micro-ondes à ferrites peuvent être réciproques, non-réciproques, linéaire ou non-linéaire, et permettent d'obtenir des fonctions complexes non réalisables en passif en utilisant un diélectrique classique.

Les principales applications des ferrites en hyperfréquence et qui font l'objet de la majorité des recherches dans ce domaine sont les circulateurs et les isolateurs. Cependant, d'autres applications telles que les déphaseurs et les filtres utilisent des matériaux ferrites [I-43], [I-44] pour la variation de leur perméabilité en fonction du champ interne afin de les rendre accordables. La littérature montre également des antennes utilisant des matériaux ferrites, ainsi que des commutateurs.

Dans la suite du manuscrit un état de l'art non exhaustif des différents dispositifs est présenté. Les déphaseurs à ferrite, les filtres accordables à ferrite, les commutateurs, les antennes à ferrite et les isolateurs seront présentés dans ce paragraphe. Ces travaux de thèse étant focalisés sur le développement de circulateurs, un dernier paragraphe sera exclusivement consacré à la présentation de l'état de l'art concernant ce type de dispositifs.

I.3.1. Déphaseurs

Les déphaseurs à ferrite tirent généralement parti de la capacité à contrôler la perméabilité du matériau dans lequel l'onde est guidée pour faire varier la vitesse de phase d'un signal micro-ondes qui le traverse. Il existe plusieurs types de déphaseurs à ferrites, certains sont réciproques alors que d'autres sont non réciproques, dans ce second cas le signal subira un déphasage différent suivant le sens. Les déphaseurs pilotés ont besoin d'un courant de commande continu tandis que les déphaseurs à verrouillage n'ont besoin que d'une impulsion pour changer d'état. Enfin le contrôle de phase peut être analogique ou numérique.

L'un des premiers déphaseurs à ferrite décrit dans la littérature est celui de Reggia et Spencer [I-45] qui consiste en un barreau de ferrite dans un guide d'onde entouré d'une bobine (Figure I-16(a)). Le solénoïde entourant le guide d'onde permet de générer un champ magnétique statique parallèle au barreau de ferrite qui est ainsi polarisé. Une variation du courant dans le solénoïde entrainera une modification du champ appliqué au ferrite et donc de sa valeur de perméabilité [I-46]. Le prototype présenté dans [I-45] permet ainsi de faire varier le déphasage de 0 à plus de 1200° en faisant varier le champ appliqué de 0 à 180 Oe à une fréquence de 9.1 GHz Figure I-16 (a-b). Le déphasage est donc obtenu de manière analogique. Ce dispositif a l'inconvénient de devoir être alimenté en permanence pour maintenir une polarisation constante dans le ferrite.

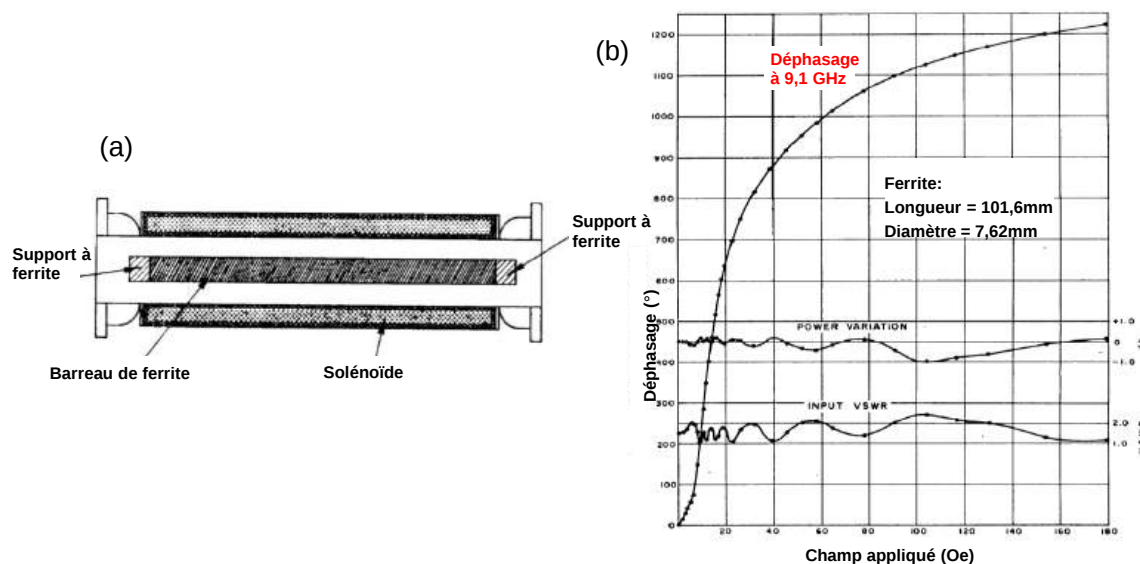


Figure I-16 Déphaseur à ferrite analogique de Reggia et Spencer [I-45] (a) et mesures du déphasage (b)

Un second type de déphaseur, présenté par Reggia [I-47], utilise la rémanence du matériau ferrite et n'a donc pas besoin d'une alimentation continue mais simplement d'impulsions pour changer d'état. Le déphasage induit est donc soit nul soit à un niveau haut (Figure I-17 (a)). La mise en cascade de plusieurs sections permet l'obtention d'une plus large plage de déphasage (Figure I-17 (b)). Ces déphaseurs sont dits numériques.

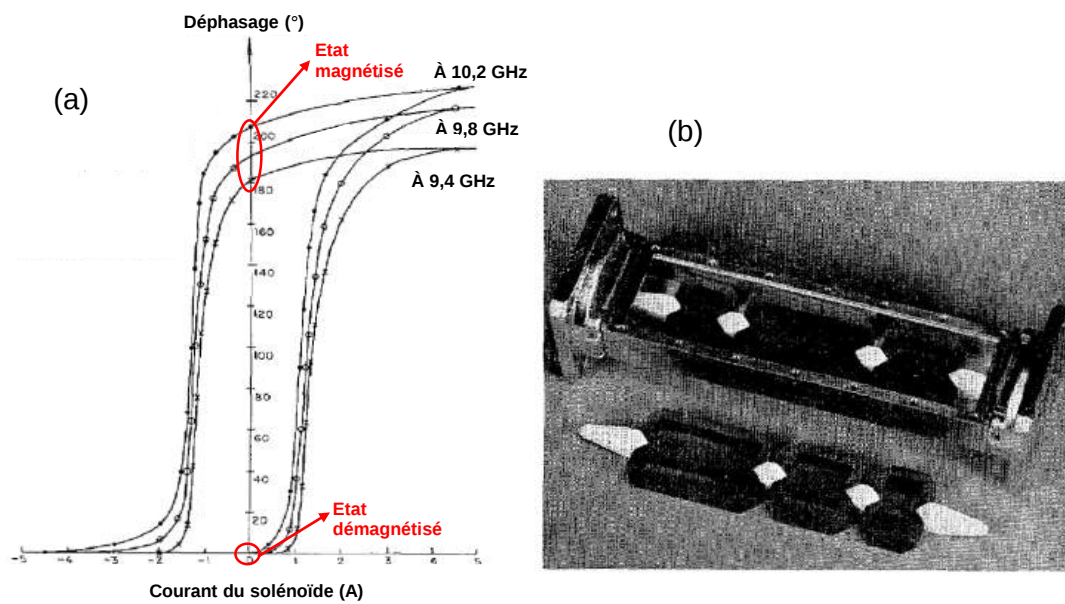


Figure I-17 Mesures du déphaseur numérique de Reggia [I-47] (a). Déphaseur numérique multi-bit à tores de ferrite [I-47] (b)

Des versions plus récentes de ces dispositifs améliorent ces principes en réduisant l'encombrement, en élargissant les bandes de fonctionnement et en les transposant sur substrat [I-48]–[I-50]. Dans la référence [I-49], un barreau de ferrite est intégré dans un circuit micro-ruban comme présenté sur la Figure I-18 et la structure est entouré d'une bobine pour polariser le ferrite (Figure I-18 (a)). Le déphaseur de Hui et al. [I-49] propose ainsi un déphasage de 0 à près de 700° à 3.3 GHz pour une longueur de $2.2\lambda_0$.

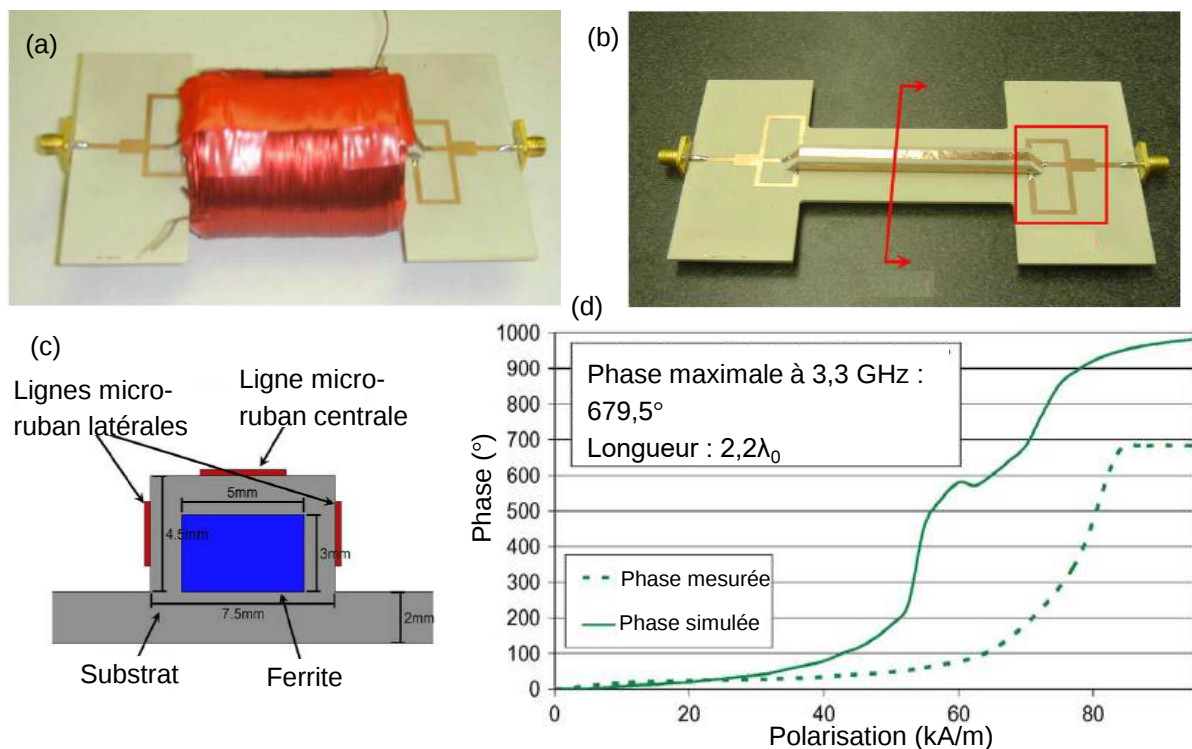


Figure I-18 Déphaseur à ferrite micro-ruban [I-49] avec bobine (a), sans bobine (b), schéma d'une vue de coupe (c) et déphasage simulé et mesuré en fonction de la polarisation (d)

Certains déphaseurs à ferrites utilisent des tores à ferrite leur permettant de maximiser le déphasage sans augmenter les dimensions [I-51], [I-52]. L'article [I-52] propose un déphaseur à double tore de ferrite en guide d'onde avec une variation de phase de 0 à 160° pour des fréquences comprises entre 9.5 et 10.3 GHz.

Enfin, les déphaseurs à ferrites permettent un déphasage sur une large plage de fréquence mais sont généralement plus encombrants que d'autres types de déphaseurs notamment à diodes. En revanche leur tenue en puissance leur permet de viser des applications à hautes puissances [I-43], [I-53].

I.3.2. Filtres accordables

La seconde application hyperfréquence qui exploite la dépendance de la perméabilité des ferrites au champ de polarisation est le filtre accordable.

Les filtres à ferrite utilisent majoritairement des ferrites de type grenat pour leurs faibles pertes magnétiques, ils sont donc généralement appelés filtres YIG. Les filtres YIG sont des filtres à résonateur à ferrite. Les premiers à avoir développé ces dispositifs ont utilisé un seul résonateur sphérique [I-54] pour une fonction de filtrage passe bande. Ces dispositifs fonctionnent autour de la gyrorésonance. La modification du champ appliqué entraîne la variation de la fréquence gyromagnétique et donc de la fréquence de filtrage.

Ces dispositifs ont une grande plage de fonctionnement par rapport à d'autres dispositifs accordables. Le filtre stop-bande de Matthaei [I-55] possède quatre résonateurs sphériques et permet de faire varier la fréquence centrale de la bande de 2.2 GHz à plus de 4 GHz. La Figure I-19 montre ainsi une atténuation de plus de 20 dB autour de 2.2 GHz pour un champ appliqué de 650 Oe tandis que l'atténuation est centrée à 3 GHz pour une polarisation de 950 Oe et à 4.5 GHz pour 1450 Oe.

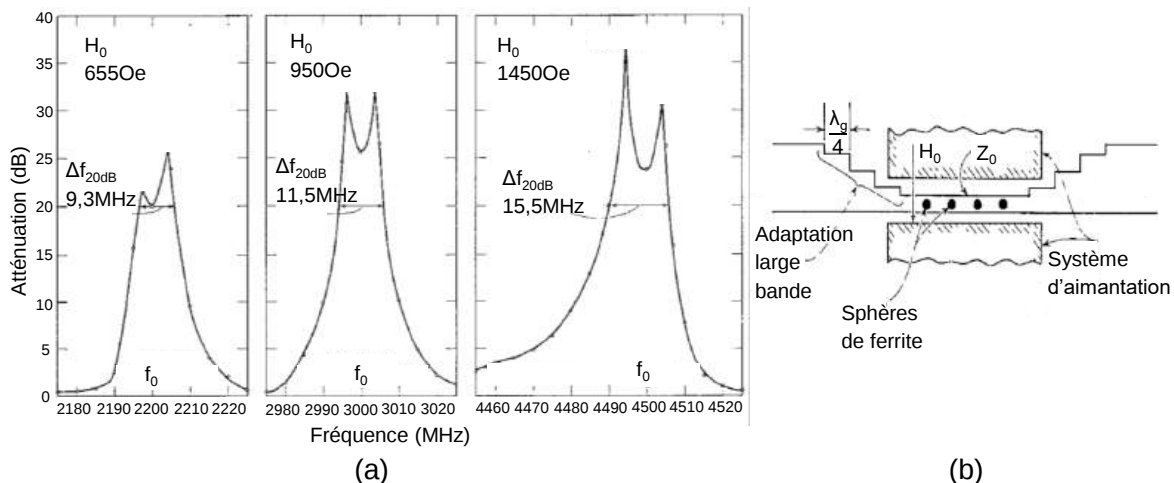


Figure I-19 Mesures de l'atténuation du filtre stop bande de Matthaei [I-55] suivant le champ de polarisation (a) et schéma du filtre (b)

Des conceptions plus récentes de filtres accordables sur substrats ferrites permettent une réduction des dimensions des dispositifs et une meilleure intégration [I-56]–[I-59]. Le filtre de Arabi et al [I-56] propose ainsi un filtre passe bande sur ferrite utilisant la technologie LTCC (Low Temperature Co-fired Ceramic) dont la polarisation est gérée par plusieurs bobines imprimées sur plusieurs couches sous le substrat ferrite (Figure I-20).

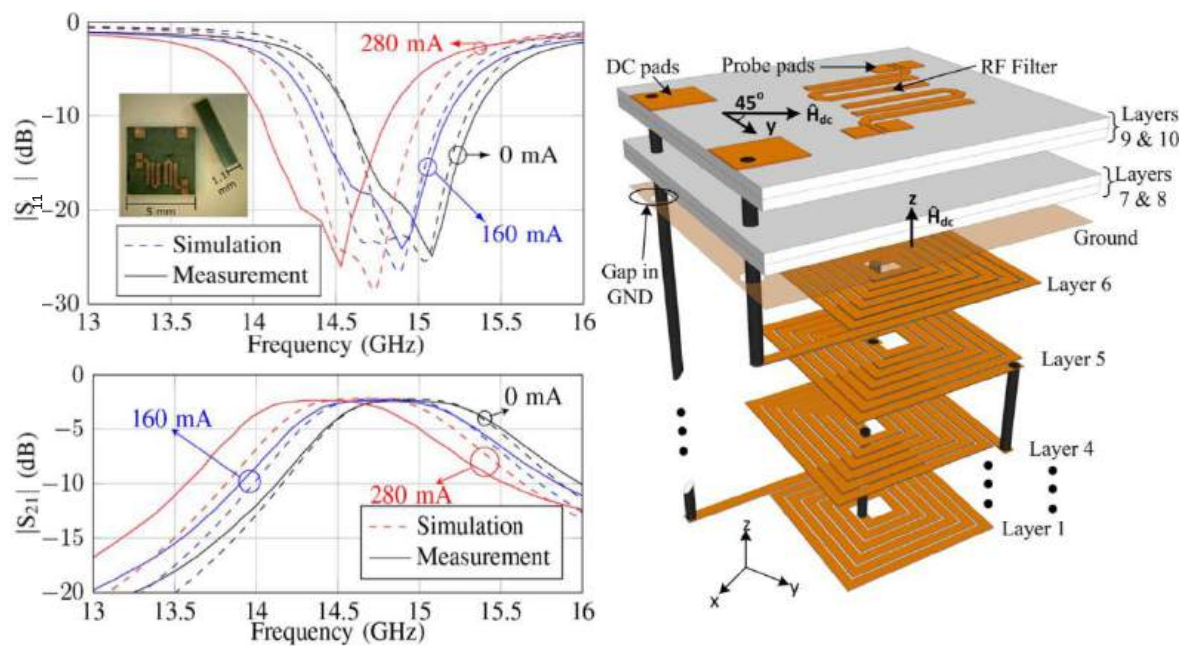


Figure I-20 Mesures, simulation et schéma du filtre accordable à ferrite de Arabi et al [I-56]

Ces dispositifs sont limités par la vitesse de changement de fréquence assez faible ainsi que par leur taille et leur consommation puisque les électroaimants polarisant les ferrites ont besoin d'être alimentés en permanence. Comme pour les déphaseurs, ces dispositifs se distinguent par leur bonne tenue en puissance [I-43], [I-60].

I.3.3. Commutateurs

Il existe deux types de commutateurs à ferrite : les premiers se basent sur une topologie de circulateur et les seconds sont à fréquence de coupure.

Les commutateurs de type circulateur [I-44], [I-61]–[I-66] reprennent le principe d'un circulateur à ferrite, soit une fonction permettant d'aiguiller des signaux, en remplaçant les aimants permanents par des électroaimants. Ainsi en appliquant un champ de polarisation positif ou négatif au ferrite du circulateur, la direction de circulation sera inversée.

Dans l'article [I-62] est présenté un commutateur utilisant un circulateur à effet Faraday, le principe de fonctionnement de ce type de composant sera présenté dans la bibliographie des circulateurs. Ils sont constitués de quatre ports et d'un guide d'onde à l'intérieur duquel se trouve un barreau de ferrite (Figure I-21(a)). Pour un circulateur il est possible d'aimanter le ferrite à l'aide d'un aimant autour du guide d'onde. Une fois aimanté le circulateur permet d'aiguiller les signaux, ainsi pour le circulateur de [I-62] (Figure I-21) un signal entrant par le port 1 sortira uniquement vers le port 2, en entrant par le port 2 il sortira par le port 3 et ainsi de suite.

Les aimants permanents peuvent être remplacés par une bobine entourant le guide l'onde [I-62] (Figure I-21(d)). Ainsi suivant le sens du courant traversant la bobine, le champ magnétique statique polarisant le ferrite peut être positif ou négatif. Ces deux états induisent un comportement différent du composant suivant le sens du courant avec une propagation du port 1 vers le port 2 dans un sens (Figure I-21(b)) et du port 1 vers le port 4 dans l'autre sens (Figure I-21(c)). Il permet un fonctionnement en bande X avec des temps de commutation pour passer d'un état à un autre de 5 μ s.

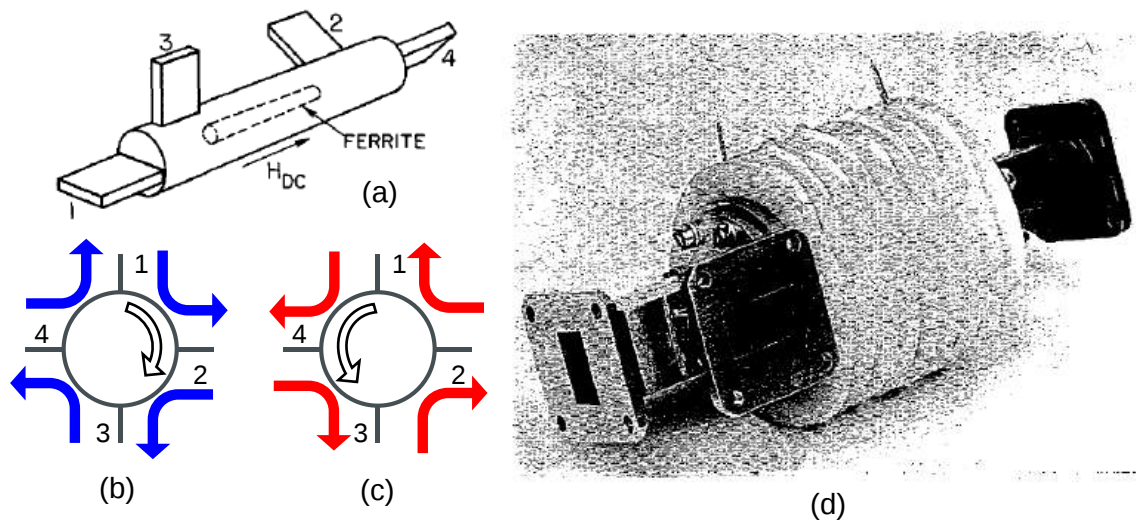


Figure I-21 Schéma d'un circulateur à effet Faraday [I-62] (a) et fonctionnement du commutateur [I-62] avec application d'un courant positif (b) et négatif (c) dans la bobine. Commutateur à ferrite basé sur un circulateur à effet Faraday [I-62] (d)

Le second type de commutateur [I-67]–[I-70] utilise le ferrite pour modifier la fréquence de coupure d'un guide d'onde. A la fréquence de fonctionnement et sans appliquer de champ, le guide est passant et devient bloquant en appliquant un champ.

L'article [I-70] présente un commutateur à ferrite à fréquence de coupure conçu en technologie SIW (Substrate Integrated Waveguide) (Figure I-22(a)). La fréquence de coupure du mode fondamental TE_{10} d'un guide d'onde dépend des paramètres de perméabilité et de permittivité du milieu dans lequel le mode se propage. Dans [I-70] des barreaux de ferrite ont été inséré de chaque côté du guide d'onde comme le montre la Figure I-22(b). Comme la perméabilité effective d'un matériaux ferrite dépend du champ magnétique statique appliqué, la modification du champ magnétique engendrera une modification de la fréquence de coupure du guide.

Ainsi pour le commutateur présenté dans l'article [I-70], lorsque aucun champ n'est appliqué aux ferrites, la fréquence de coupure du guide est de 9.3 GHz, tandis qu'en appliquant 0.17 T elle devient 10.7 GHz (Figure I-22(c)). De 9.6 à 10.7 GHz le guide est donc passant sans appliquer de champ (état ON) et bloquant en appliquant un champ (état OFF).

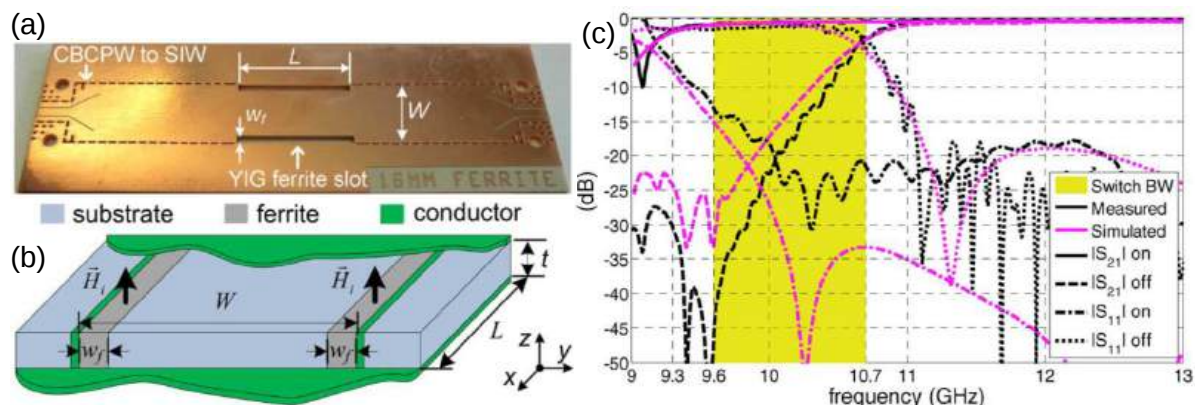


Figure I-22 Schéma de la structure du commutateur à ferrite SIW (a), commutateur à ferrite SIW (b) et paramètres mesurés et simulés à l'état ON et à l'état OFF (c)[I-70]

I.3.4. Antennes

L'utilisation de ferrite dans la conception d'antennes permet l'obtention de propriétés et de performances variées [I-71]. Un des motifs de l'utilisation d'un ferrite au lieu d'un diélectrique classique est la possibilité de miniaturiser le dispositif [I-72]. En effet les ferrites, en plus d'avoir des permittivités élevées ($12 < \epsilon_r < 17$), peuvent avoir des valeurs de perméabilité supérieures à 1. De plus leur anisotropie leur permet d'obtenir des ondes à polarisation circulaire en utilisant un patch sans avoir à le modifier et avec une seule source d'alimentation [I-73], [I-74].

Les résonateurs à ferrites présentant plusieurs modes de résonances, certains travaux se sont penchés sur la possibilité d'obtenir un rayonnement sur plusieurs bandes de fréquences distinctes. Plusieurs concepts d'antennes multi-bandes sont ainsi présentés dans les articles [I-74]–[I-76].

L'article [I-74] de S.Jemmeli et al. présente une antenne patch à ferrite (Figure I-23(a-b)) à polarisation circulaire et miniature fonctionnant sur trois bandes de fréquences simultanément. La perméabilité tensorielle des ferrites permet l'obtention d'une polarisation circulaire en utilisant un patch rectangulaire simple. Les dimensions de l'antenne restent donc faibles ($\frac{\lambda_0}{6.5}$ à 3.3 GHz) grâce à la permittivité élevée des ferrites (ici $\epsilon_r=14.4$). Les trois bandes sont obtenues grâce aux modes fondamentaux contrarotatifs résonants dans la structure. Les deux premières correspondent aux modes en zone de champ fort TM_{-110} et TM_{+110} et la troisième au mode TM_{110} en zone de champ faible. Les fréquences de fonctionnement sont ainsi de 3.3, 3.9 et 7.5 GHz pour un taux d'ellipticité de moins de 3 dB et une efficacité de rayonnement de près de 80% dans les bandes (Figure I-23(c)).

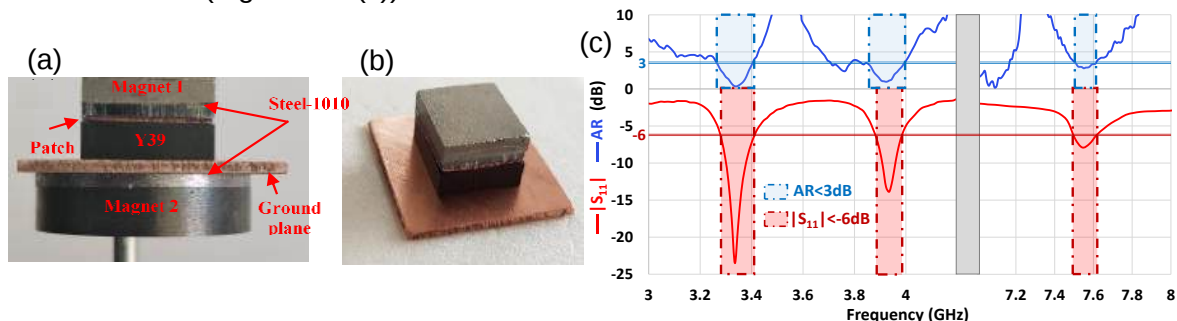


Figure I-23 Antenne patch à ferrite tri-bande de [I-74] avec les aimants (a) et sans les aimants (b) polarisant le ferrite, paramètre S_{11} et rapport axial mesurés de l'antenne (c)

Enfin, de la même manière que pour les filtres et les déphaseurs à ferrite, l'accordabilité des antennes à ferrite a été étudiée dans [I-77], [I-78]. Grâce à la variation du champ magnétique statique appliqué au matériau ferrite sa perméabilité est modifiée, ce qui induit un changement de fréquence de fonctionnement.

L'article [I-78] propose une antenne dont la fréquence de fonctionnement peut varier de moins de 10 GHz à plus de 11 GHz soit une accordabilité de 10.5%. L'antenne est imprimée sur un substrat de type Rogers Duroid 5880 où deux barreaux de ferrites y sont insérés comme le montre la Figure I-24 (a). Des aimants polarisent les barreaux de ferrite et suivant leurs positions, le champ magnétique statique dans les ferrites est différent. Cette modification entraîne un changement de perméabilité dans les ferrites et ainsi une modification de la fréquence de fonctionnement de l'antenne. L'antenne conserve un gain de plus de 5 dBi et un diagramme de rayonnement similaire quelle que soit sa fréquence de fonctionnement.

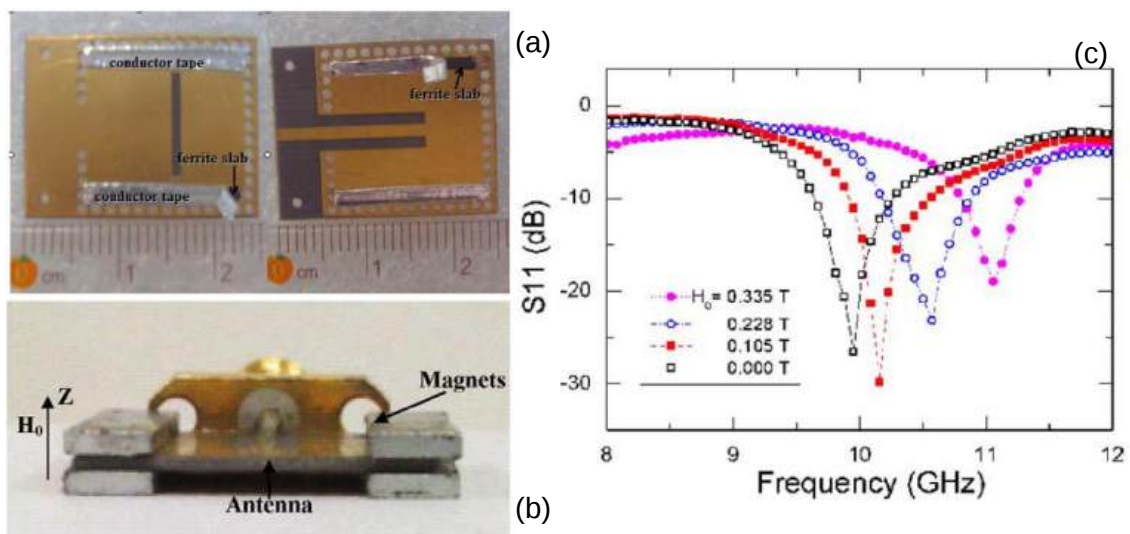


Figure I-24 Antenne accordable SIW à ferrite sans aimant (a), avec aimants (b) et résultats de mesures en paramètres S suivant le champ de polarisation (c)

I.3.5. Isolateurs

Un isolateur est un composant non-réciproque à deux ports, il sera passant dans une direction et isolant dans la direction opposée (Figure I-25). La seule manière d'obtenir un composant passif possédant de telles propriétés est l'utilisation de ferrites. Il existe quatre principales catégories d'isolateurs à ferrites, les isolateurs à effet Faraday, les isolateurs à déplacement de champ, les isolateurs à résonance et les isolateurs basés sur une topologie de circulateur.

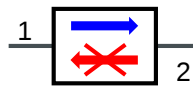


Figure I-25 Principe de l'isolateur

• Isolateurs à effet Faraday

L'effet Faraday caractérise le fait que dans un barreau de ferrite aimanté par un champ magnétique statique parallèle à celui-ci, une onde qui se propage sera décomposée en une onde à polarisation circulaire droite et une onde à polarisation circulaire gauche. Avec l'anisotropie du ferrite, ces deux ondes ne se déplaceront pas à la même vitesse dans le ferrite si bien que la polarisation totale, correspondant à la somme des polarisations droite et gauche, subira une rotation. L'isolateur à effet Faraday [I-79]–[I-81] exploite cet effet afin d'obtenir un composant à deux ports non-réciproque. Les ports sont des guides d'ondes rectangulaire et le second est désaxé de 45° .

Lorsqu'une onde entre par le port 1 (Figure I-26), elle va d'abord rencontrer un film résistif perpendiculaire au champ électrique du mode de propagation TE_{10} . Ce film est placé à l'intérieur d'une transition guide rectangulaire vers cylindrique. Les champs subiront ensuite une rotation de 45° en se propageant dans le ferrite. Le champ électrique se retrouve alors perpendiculaire à un second film résistif qui laissera ainsi passer l'onde vers la transition cylindrique rectangulaire et le port 2.

Inversement lorsqu'une onde entre par le port 2, la rotation subie est telle que le champ électrique se retrouve parallèle au film résistif du port 1, le champ est ainsi atténué.

Dans [I-82], J.P. Schafer présente un isolateur à effet Faraday à deux sections ce qui lui permet d'atteindre une isolation de 53 dB pour des pertes de 0.25 dB à 11 GHz.

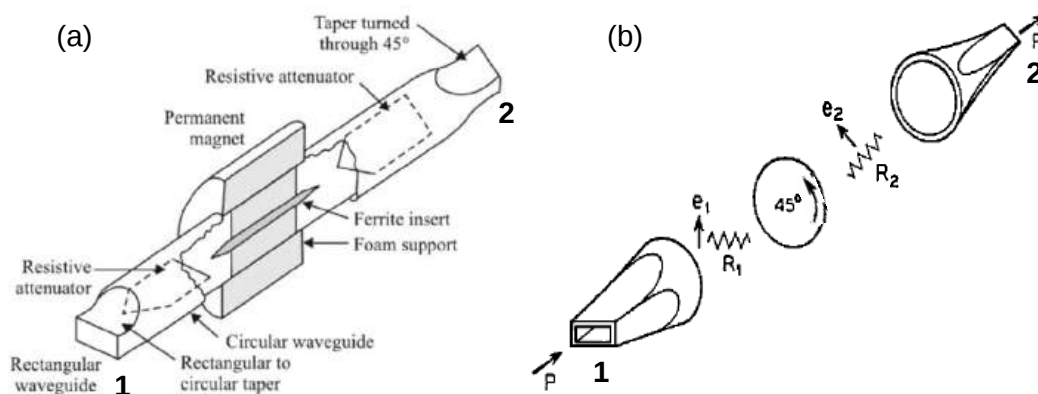


Figure I-26 Isolateur à effet Faraday [I-83](a) et principe d'un isolateur à effet Faraday [I-84](b)

• Isolateur à déplacement de champ

Les isolateurs à déplacement de champ sont généralement constitués d'un guide d'onde rectangulaire à l'intérieur duquel est placée une plaque de ferrite partiellement recouverte d'une couche résistive (Figure I-27(a)). Ce type d'isolateur permet d'obtenir des valeurs d'isolation élevées [I-81], [I-83], [I-85], [I-86].

Sur la Figure I-27(b), sont présentés les résultats de mesures de l'isolateur à déplacement de champ de Fay and Comstock [I-87]. Il présente une isolation de plus de 30 dB autour de 6.1 GHz pour de faibles pertes d'insertion (<0.3 dB).

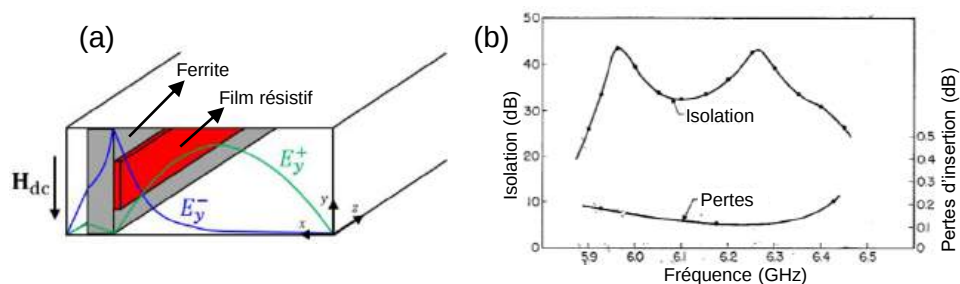


Figure I-27 Schéma d'un isolateur à déplacement de champ [I-83] (a) et mesures de l'isolateur à déplacement de champ de [I-87] (b)

• Isolateurs à résonance

Les isolateurs à résonance [I-83], [I-88], [I-89] sont également constitués d'un guide d'onde dans lequel est placé une plaque de ferrite (Figure I-28(a)), la différence par rapport aux isolateurs à déplacement est qu'ils doivent fonctionner à la fréquence de gyrorésonance du ferrite. L'onde polarisée circulairement qui traversera le ferrite sera ainsi fortement atténuée, tandis que l'onde à la direction de propagation opposée ne sera que faiblement atténuée.

Un des premiers isolateurs à ferrite de ce type a été présenté par A.Clavin en 1955 dans [I-89]. Il présente des pertes inférieures à 0.5 dB autour de 9 GHz pour une isolation de 17 dB (Figure I-28(b)). En ajoutant une seconde charge de ferrite, l'isolation du composant devient supérieure à 30 dB [I-89].

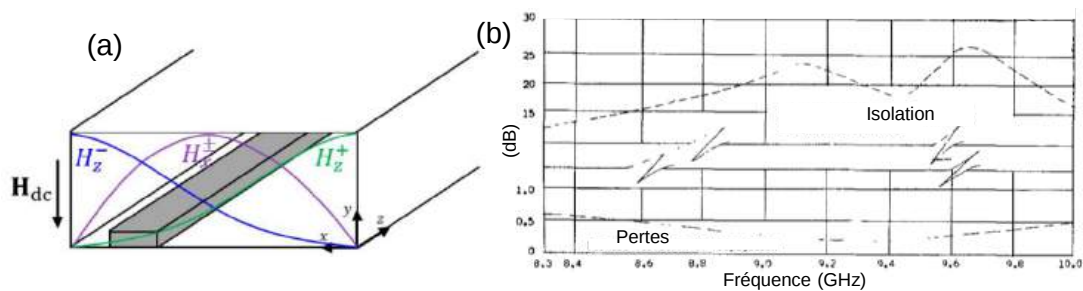


Figure I-28 Schéma d'un isolateur à résonance [I-83] (a) et mesures de l'isolateur à résonance de A. Clavin [I-89] (b)

- **Circulateur utilisé en isolateur**

Enfin la dernière manière d'obtenir une fonction isolation en utilisant un dispositif passif à ferrite et l'utilisation d'un circulateur à ferrite à trois ports en connectant un de ses ports à une charge adaptée [I-90] comme le représente la Figure I-29.

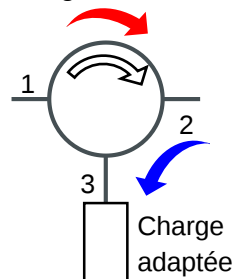


Figure I-29 Schéma d'un circulateur à trois ports monté en isolateur

Dans cette configuration, un signal entrant par le port 1 sera transmis vers le port 2 et un signal entrant par le port 2 sera transmis au port 3 puis absorbé par la charge. L'isolateur est donc passant du port 1 vers le port 2 et bloquant du port 2 vers le port 1.

La partie suivante décrit le fonctionnement des circulateurs à ferrites ainsi que leurs différentes configurations. Les circulateurs étant le sujet principal de la thèse, une partie à part entière leur est consacrée.

I.4. Circulateurs à ferrite

Les circulateurs passifs à ferrite sont des composants généralement à trois ports. Leur principale caractéristique est leur non-réciprocité qui leur donne un intérêt certain en hyperfréquences. C'est l'anisotropie des matériaux ferrites qu'ils contiennent qui leur permet d'être non réciproques en l'absence de composants actifs.

I.4.1. Fonction de circulation

Un circulateur est un composant multipôle qui permet d'orienter un signal entrant vers une seule sortie. Ainsi une onde entrant par le port 1 sera dirigée uniquement vers le port 2, une onde entrant par le port 2 sera dirigée uniquement vers le port 3, etc. Bien qu'il existe des circulateurs à quatre ports et plus, la majorité ne comporte que trois accès. Nous nous concentrerons donc sur ce cas dans les explications suivantes. La Figure I-30 représente un schéma de principe d'un circulateur à trois ports et l'équation (I-45) la relation entre les ondes de tensions courants et la matrice de paramètres S de cet hexapôle.

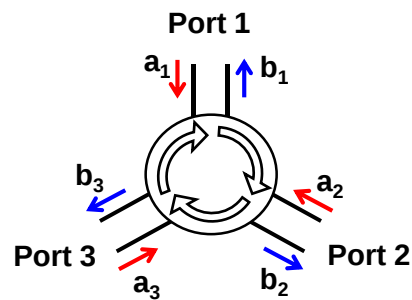


Figure I-30 Représentation des ondes de tensions courants d'un circulateur à trois ports

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix} \quad (I-45)$$

L'équation (I-46) représente les paramètres S d'un circulateur idéal (en linéaire).

$$[S_{idéal}] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (I-46)$$

Pour un circulateur idéal les paramètres S représentant les réflexions S_{11} , S_{22} et S_{33} et l'isolation S_{12} , S_{23} et S_{31} sont nuls et les paramètres de transmission S_{32} , S_{21} et S_{13} valent 1. Les circulateurs du commerce proposent quant à eux un niveau de réflexion et d'isolation de l'ordre de 0.1, soit autour de 20 dB pour des pertes inférieures à 1 dB.

Ces composants sont non-réciproques ($S_{12} \neq S_{21}$) et c'est ce qui les rend intéressants dans de nombreux systèmes hyperfréquences pour des applications de télécommunications sans fil, les liaisons satellites ainsi que les systèmes radars. La fonction principale d'un circulateur dans un système est l'aiguillage de signaux. Il permet par exemple de relier une seule et même antenne à un circuit d'émission et à un circuit de réception tout en découplant ces deux derniers (Figure I-31). Le signal émis sera donc dirigé vers l'antenne et le signal reçu par l'antenne vers le circuit de réception.

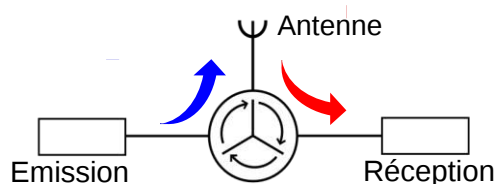


Figure I-31 Application d'un circulateur en aiguillage de signaux

Comme présenté dans la partie précédente, une seconde utilisation de ce composant est le montage en isolateur. En raccordant un des trois accès à une charge adaptée, le signal qui transite entre les deux ports restants sera fortement atténué dans une des deux directions. Ce montage est notamment utilisé pour protéger les sources radiofréquences qui peuvent être sensibles aux éventuelles réflexions d'un amplificateur dans les systèmes à fortes puissances (Figure I-32).

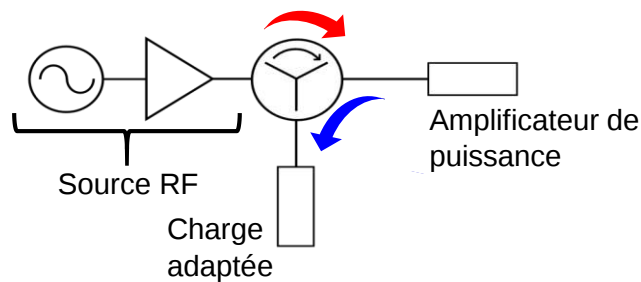


Figure I-32 Application d'un circulateur en isolateur

I.4.2. Technologies de circulateurs

Depuis la découverte des propriétés des ferrites en hyperfréquences, plusieurs technologies de circulateurs à ferrites ont été mises au point. Les principales sont les circulateurs à effet Faraday, les circulateurs à éléments localisés et les circulateurs à jonction Y. Ce paragraphe présentera ces différentes topologies.

I.4.2.1. Les circulateurs à effet Faraday

Les premiers circulateurs conçus utilisaient l'effet Faraday [I-83], [I-91]. Leur fonctionnement est proche des isolateurs à effet Faraday, c'est-à-dire qu'une onde arrivant d'un côté ou de l'autre d'un guide d'onde chargé par un ferrite (Figure I-33(a)) subira une rotation de polarisation dans la même direction. La longueur du barreau de ferrite est choisie pour que la rotation subie soit de 45° à la fréquence de fonctionnement (Figure I-33(b)). La topologie est la même que celle des isolateurs à effet Faraday, les films résistifs ont seulement été remplacés par les ports 3 et 4 respectivement orthogonaux aux ports 1 et 2. L'onde entrant par le port 1 Figure I-33(b) subira donc une rotation de 45° et se retrouvera orthogonale au port 4, elle sera donc transmise uniquement vers le port 2. De même une onde entrant par le port 2 sera orthogonale aux ports 4 et au port 1, et sera donc transmise au port 3 et ainsi de suite.

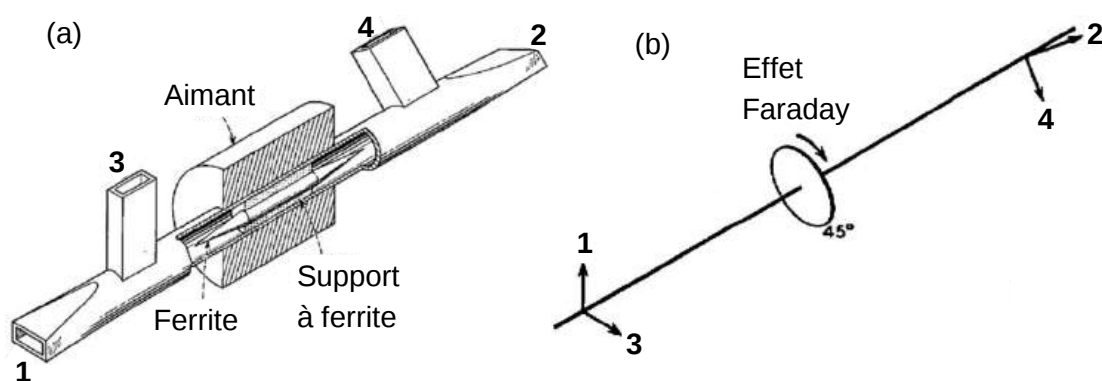


Figure I-33 Circulateur à effet Faraday [I-83] (a) et schéma de principe (b)

Aujourd'hui, malgré ses faibles pertes (< 0.5 dB) et une bonne isolation (> 20 dB), ce type de circulateur n'est plus vraiment utilisé aux fréquences micro-ondes centimétriques en raison de ses dimensions imposantes. En revanche des circulateurs utilisant le même principe sont encore utilisés aux fréquences millimétriques [I-92].

I.4.2.2. Les circulateurs à éléments localisés

Les circulateurs à éléments localisés [I-93], [I-94] sont constitués de trois lignes espacées de 120° , ces lignes se terminent par des inductances entrelacées entre deux disques de ferrites et court-circuitées à leurs extrémités.

L'article de Y.Konishi [I-93] décrit le fonctionnement de ce type de circulateur (Figure I-34). Les mesures d'un circulateur avec près de 50% de bande autour de 600 MHz pour 2 dB de pertes y sont présentées.

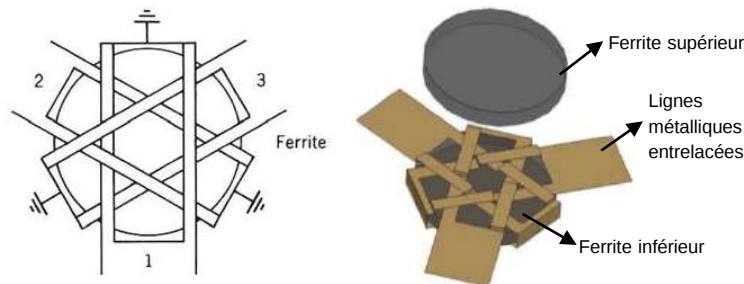


Figure I-34 Structure du circulateur à éléments localisés de Konishi [I-93][I-95]

Cette topologie permet une miniaturisation des dispositifs, avec des diamètres de 1 à 2 cm aux bandes VHF et UHF [I-93]. Il est cependant complexe à réaliser à hautes fréquences (> 3 GHz) en raison de la diminution des dimensions des lignes. Ces dispositifs sont donc utilisés pour les bandes basses fréquences VHF et UHF [I-42].

I.4.2.3. Les circulateurs à jonction Y

Les circulateurs à jonction Y sont déclinés en différentes technologies leur permettant d'être développés pour fonctionner sur diverses plages d'utilisation (de 1 GHz jusqu'à plusieurs dizaines de GHz). Les principales technologies des circulateurs à jonction Y sont décrites dans les parties suivantes.

I.4.2.3.1. Les circulateurs à jonction Y triplaques

Les circulateurs à jonction Y en technologie triplaque sont constitués de deux disques de ferrites séparés par un conducteur central (de forme variable) avec trois lignes d'accès séparées de 120° . Des plans de masses supérieur et inférieur forment la structure triplaque (Figure I-35). Le substrat utilisé entre les plans de masse et autour des ferrites est généralement de l'air mais peut également être un diélectrique. Les propriétés en hautes fréquences des ferrites nécessitant de leur appliquer un champ magnétique statique, les disques de ferrite sont donc polarisés à l'aide de deux aimants placés de part et d'autre des plans de masse.

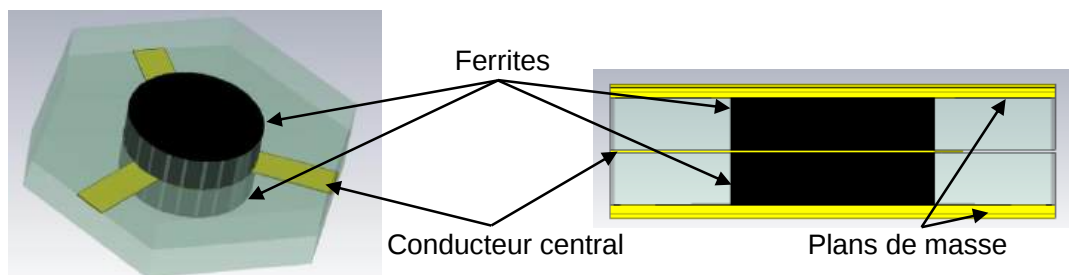


Figure I-35 Structure simplifiée d'un circulateur à ferrite à jonction Y triplaque

De nombreux travaux décrivent le fonctionnement des circulateurs à ferrite triplaque dans la littérature [I-36], [I-42], [I-96]–[I-100]. Un des premiers articles paru est celui de H. Bosma en 1962 [I-36]. Par la suite, une grande variété de travaux a présenté des améliorations de ces dispositifs ou de leur modélisation. Dans les articles [I-101], [I-102] la possibilité d'obtenir une fonction de circulation sur une octave en technologie triplaque a été montrée. Dans l'article [I-103], une nouvelle méthode de conception est décrite en prenant en compte les modes de propagation dans les lignes d'accès pour modéliser le comportement du circulateur. Enfin les travaux présentés par H. Turki [I-104] montrent pour la première fois en technologie triplaque la possibilité d'avoir deux bandes de fréquences simultanément sur lesquelles une fonction de circulation a lieu.

Les circulateurs triplaques sont utilisés depuis longtemps dans l'industrie pour leurs faibles pertes (< 0.5 dB), leurs niveaux d'adaptation et d'isolation élevés (> 20 dB) ainsi que pour leur possibilité de fonctionner à des fréquences élevées et sur de larges bandes de fréquences. Malgré la grande polyvalence de cette technologie, le coût de fabrication, l'encombrement, l'intégration et la tenue en puissance ne sont pas optimale sur ces dispositifs.

I.4.2.3.2. Les circulateurs à jonction Y micro-rubans

Les circulateurs en technologie micro-ruban reposent sur un substrat et comportent seulement un disque de ferrite placé entre le plan de masse et le conducteur (Figure I-36). Ce conducteur central peut se présenter sous plusieurs formes (disque, lignes en Y, triangle, hexagone, ...) mais comporte toujours trois accès espacés de 120° .

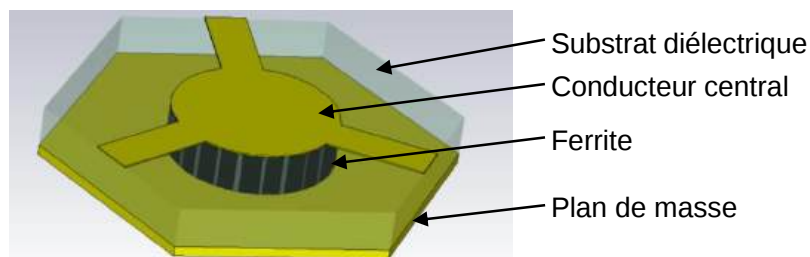


Figure I-36 Structure simplifiée d'un circulateur à ferrite à jonction Y micro-ruban

Les techniques pour obtenir ce type de circulateur sur substrat sont multiples. Il est notamment possible de déposer un film de faible épaisseur de ferrite sur le substrat comme l'ont montré How et Oliver dans [I-105] (Figure I-37(b)). Le circulateur ainsi obtenu présente une isolation de plus de 20 dB autour de 9 GHz sur une bande de 11% et avec des pertes de 1.34 dB.

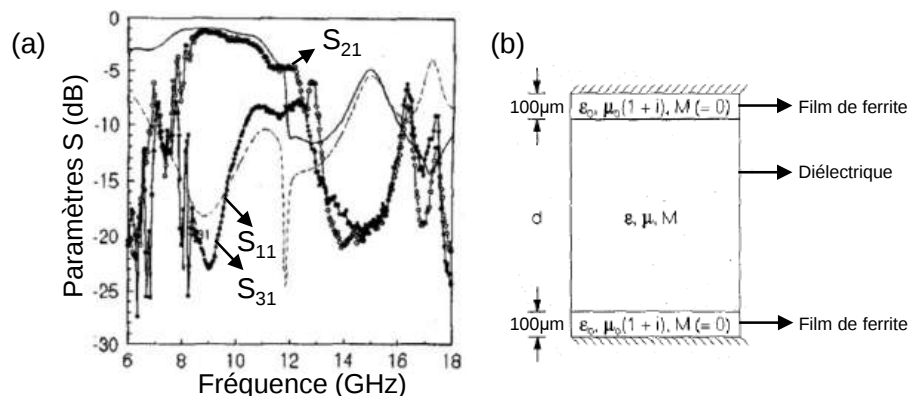


Figure I-37 Circulateur micro-ruban de How et al. [I-105], mesures (a) et structure du substrat (b).

Une autre technique de fabrication des circulateurs micro-rubans est le LTCC pour « Low Temperature Co-fired Ceramic » qui consiste cette fois à insérer le résonateur de ferrite dans le diélectrique avant cuisson de l'ensemble. L'article [I-106] montre les bonnes performances de cette technique avec un circulateur fonctionnant de 8 à 12 GHz ayant des pertes inférieures à 0.5 dB et une isolation supérieure à 20 dB (Figure I-38).

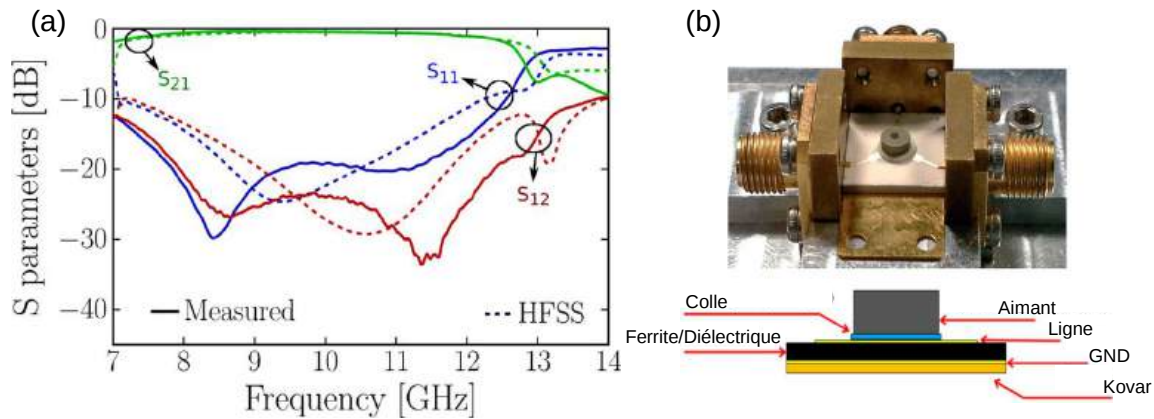


Figure I-38 Circulateur micro-ruban en technologie LTCC de [I-106], paramètres S mesurés et simulés (a) et prototype (b)

Enfin une nouvelle technique de fabrication a été présentée dans [I-90] où le substrat est obtenu par impression 3D et le ferrite y est inséré au cours de l'impression, permettant ainsi une fabrication et un prototypage rapide à faible coût. Le circulateur de [I-90] monté en isolateur propose une isolation de 15 dB et des pertes de 0.76 dB dans la bande 5.7-6.46 GHz.

La technologie micro-ruban étant planaire elle permet une meilleure intégration des dispositifs et une réduction des dimensions. Les lignes et la métallisation étant imprimées sur le substrat et non pas en suspension dans l'air comme pour la majorité des circulateurs triplaques, elle permet également une plus grande flexibilité dans le design [I-107], [I-108]. Dans ces articles sont présentés des circulateurs aux bandes élargies en utilisant un circuit d'adaptation complexe et l'ajout d'une fonction de filtrage au circulateur.

Ces dispositifs sont également plus faible coût et avec une meilleure reproductibilité permettant la fabrication en plus grande série. Cependant ils ne présentent généralement pas des pertes aussi faibles que les circulateurs triplaques et à guides d'ondes et leur tenue en puissance est limitée.

En quelques années un axe de recherche sur les circulateurs à ferrite et notamment en technologie micro-ruban a connu un véritable essor. Ces recherches portent sur les circulateurs auto-polarisés, c'est-à-dire qui n'ont pas besoin de champ magnétique statique et donc d'aimants pour fonctionner. Les ferrites utilisés sont des hexaferrites de Strontium ou de Baryum, ils ont la particularité d'avoir une aimantation rémanente et un champ d'anisotropie très élevés. L'utilisation de ces matériaux a permis la réalisation de circulateurs fonctionnant aux fréquences de 29 GHz [I-109] et 36 GHz [I-110]. Du fait des fortes valeurs de champ d'anisotropie la fréquence de gyrorésonance de ces matériaux est élevée et il n'est pas aisé d'obtenir de bonnes performances de circulation à des fréquences relativement faibles. Le circulateur à ferrite fonctionnant sans aimant à la fréquence la plus basse est actuellement celui de Wang [I-111] à 13.6 GHz, il présente cependant une bande de moins de 2% pour 15 dB d'isolation et des pertes de 1.5 dB.

I.4.2.3.3. Les circulateurs à jonction Y à guide d'ondes

Le circulateur à jonction Y à guide d'ondes diffère des autres par sa structure plus volumineuse et ses accès qui ne se font plus par des lignes mais par des guides d'ondes (Figure I-39). Cette structure est plus coûteuse et plus difficile à réaliser mais elle permet un fonctionnement à des fréquences élevées (>30 GHz) avec de faibles pertes et une forte tenue en puissance.

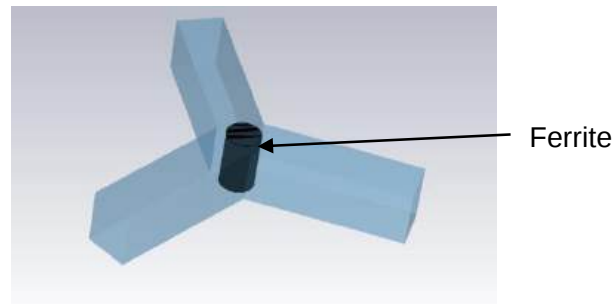


Figure I-39 Structure simplifiée d'un circulateur à ferrite à jonction Y guides d'ondes

Les travaux de Auld [I-112] de 1959 décrivent le fonctionnement d'un circulateur à guides d'ondes à 3 et à 4 ports. Les mesures d'un prototype à 3 ports y sont présentées, elles montrent une isolation de plus de 20 dB autour de 11.4 GHz sur plus de 2% de bande pour des pertes inférieures à 0.4 dB.

Depuis, des conceptions permettant d'élargir les bandes de circulation [I-113] et d'améliorer la tenue en puissance [I-114], [I-115] ont été publiées. Enfin l'article [I-19] présente un circulateur à guides d'ondes utilisant des hexaferites de Strontium et donc sans aimant. Ce circulateur présente 20 dB d'isolation sur près de 4% de bande autour de 43 GHz pour des pertes inférieures à 0.8 dB.

Les circulateurs présentés jusque là ne possèdent qu'une seule bande de circulation (plus ou moins large), la partie suivante traite des circulateurs fonctionnant sur deux bandes de circulation, les circulateurs bi-bandes.

I.4.2.4. Les circulateurs bi-bandes

Jusqu'à récemment les circulateurs à ferrite n'étaient fonctionnels que pour une seule bande de fréquence. Les premiers travaux réalisés sur des circulateurs bi-bandes utilisaient la technologie à guides d'ondes et ont été présentés par H. Razavipour [I-116]. Ces travaux restent purement théoriques. Au sein du laboratoire Xlim, H.Turki [I-104] a conçu, réalisé et mesuré les premiers circulateurs triplaques bi-bandes fonctionnant en champ fort. Ces travaux ont permis de distinguer deux types de fonctionnement du circulateur bi-bande, le circulateur unidirectionnel où les deux bandes de fréquences circulent dans la même direction et le circulateur bidirectionnel où les deux bandes de fréquences circulent dans des directions opposées comme le présente la Figure I-40.

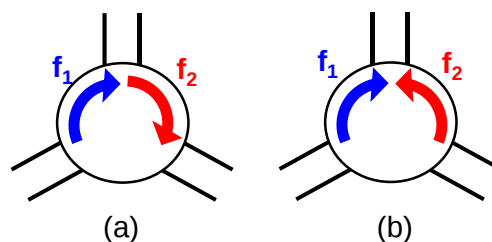


Figure I-40 Circulateurs bi-bandes unidirectionnel (a) et bidirectionnel (b)

Les premières études sur les circulateurs bi-bandes se basent sur le principe de couplage des modes supérieurs. Dans un circulateur mono-bande, en considérant les modes de Bosma, seuls les modes fondamentaux $TM_{\pm 110}$ sont couplés afin d'obtenir la fonction de circulation tandis que pour le circulateur bi-bande, les modes immédiatement supérieurs $TM_{\pm 210}$ doivent également être couplés afin d'obtenir une seconde bande de fonctionnement. C'est sur ce principe que les premiers circulateurs bi-bandes triplaques ont été conçus.

Les modes considérés dans la conception [I-104] ne sont en réalité plus des modes de Bosma $TM_{\pm nmp}$ mais des modes proches, les modes hybrides $HE_{\pm nm}$ avec n la variation azimutale et m la variation radiale.

Leur différence provient du modèle considéré pour la limite des disques de ferrite, avec un court-circuit magnétique pour les modes $TM_{\pm nmp}$ de Bosma et une condition de continuité pour les modes $HE_{\pm nm}$. Ces modes sont considérés comme plus proches de la réalité et ce sont ceux qui seront utilisés dans les études numériques sous logiciel de simulations EM. Une étude plus approfondie des cartographies des champs, des fréquences de résonances et des différences entre ces modes sera présentée dans le chapitre II de ce manuscrit.

Le principe de fonctionnement des circulateurs bi-bandes à ferrite de [I-16], [I-104] est donc l'utilisation des modes fondamentaux pour obtenir une première bande de circulation et des modes supérieurs pour obtenir une seconde bande. La première étape de la conception a donc été l'étude des modes résonants dans la structure découplée (sans ligne d'accès). Les structures et leurs modes résonants ont été étudiés à l'aide du logiciel de simulation électromagnétique 3D CST Microwave studio comme présenté sur la Figure I-41 (a). Le « montage » permet de récupérer les paramètres S de la structure découplée, avec les pics (Figure I-41 (a)) correspondant aux modes résonants dont la fréquence est ainsi déterminée. Les modes fondamentaux contrarotatifs HE_{-11} et HE_{+11} se retrouvent autour de 2.5 GHz et les modes supérieurs HE_{-21} , HE_{+21} et HE_{01} autour de 4.5 GHz.

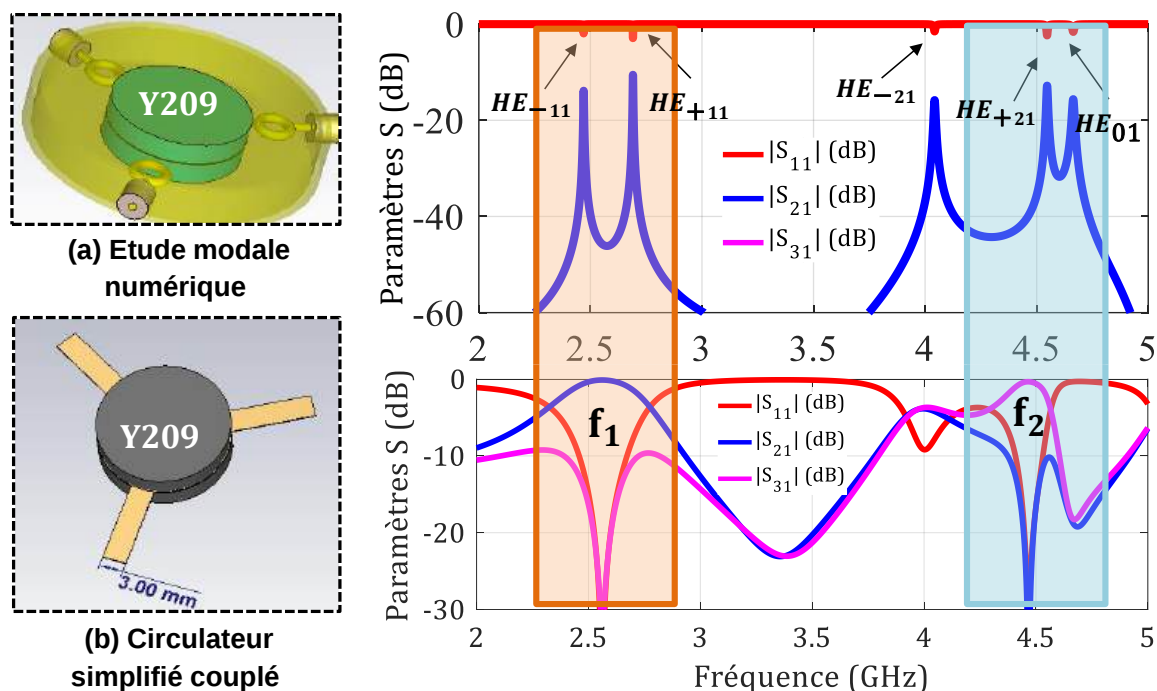


Figure I-41 Circulateur bi-bandes bidirectionnel : (a) Modèle numérique découplé par sondes magnétiques, (b) Modèle de circulateur couplé [I-16]

Le circulateur a été couplé par une étude paramétrique faite sur la largeur des lignes d'accès. La Figure I-41 (b) représente le modèle couplé. Autour de 2.55 GHz un premier phénomène de circulation est visible, il est causé par le couplage des modes fondamentaux HE_{+11} et HE_{-11} , comme pour un circulateur mono-bande. C'est autour de 4.4 GHz qu'un second phénomène de circulation est observable, il est cette fois causé par le couplage des modes supérieurs HE_{+21} et HE_{01} .

Le circulateur ainsi conçu propose donc une circulation sur deux bandes de fréquences avec plus de 20 dB d'isolation dans chaque sous bande.

En utilisant la même méthode, un second circulateur a été conçu dans [I-16], il propose cette fois d'entourer les disques de ferrites par des anneaux de diélectrique à la permittivité proche de celle du ferrite. La conséquence de cette modification du résonateur est l'inversion de l'ordre d'apparition des modes supérieurs (Figure I-42 (a)), le mode HE_{01} est donc cette fois à une fréquence inférieure à celle du mode HE_{+21} et est donc placé entre la paire de mode contrarotatif $HE_{\pm 21}$.

Après le couplage de la jonction par l'ajout et le dimensionnement des lignes d'accès (Figure I-42 (b)), un premier phénomène de circulation est à noter à la fréquence de 2.55 GHz grâce aux modes fondamentaux. Ce circulateur présente également une seconde bande de circulation causée cette fois par le couplage des modes supérieurs HE_{-21} et HE_{01} .

L'isolation est supérieure à 20 dB sur les deux bandes de circulation. La différence avec le précédent réside dans la direction de circulation de la seconde bande. En effet les deux bandes du premier circulateur présenté (Figure I-41) fonctionnent dans des directions opposées, c'est un circulateur bidirectionnel, tandis que pour ce second circulateur les deux bandes circulent dans la même direction, c'est un circulateur unidirectionnel.

Les deux circulateurs ont été réalisés et mesurés, ils présentent des résultats de mesures proches des simulations avec une isolation de plus de 20 dB sur chaque sous bande.

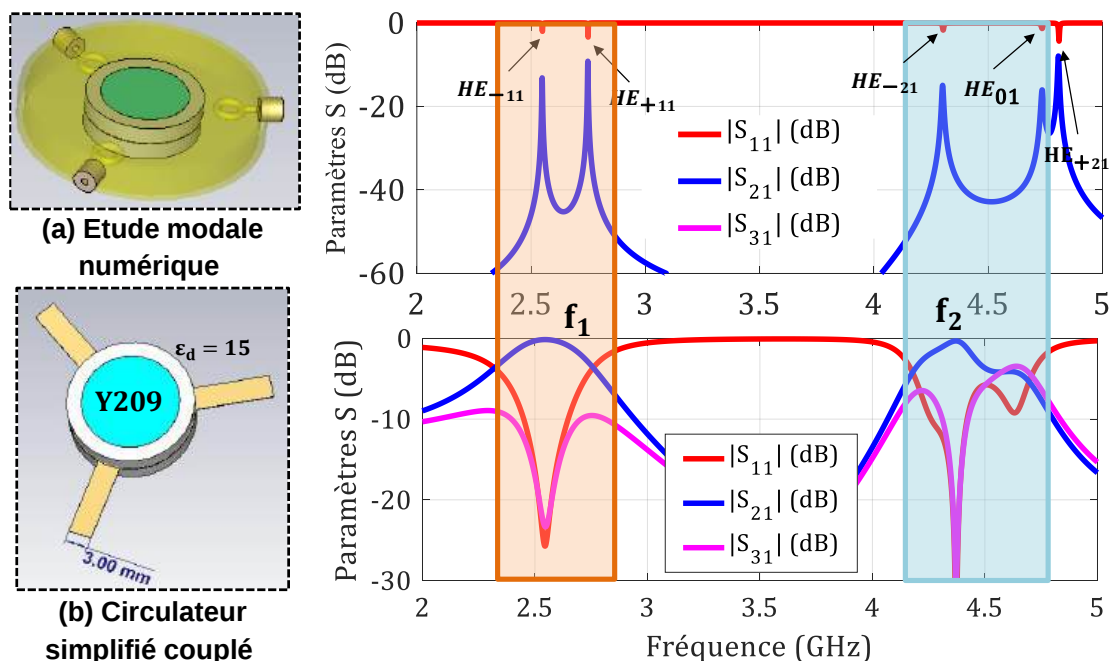


Figure I-42 Circulateur bi-bandes unidirectionnel : (a) Modèle numérique découplé par sondes magnétiques, (b) Modèle de circulateur couplé [I-16]

Chapitre I. Généralités sur les ferrites et leurs applications en hyperfréquences

A travers l'étude modale et la conception de ces premiers circulateurs bi-bandes triplaques, ces travaux ont montré l'importance de l'étude des différents modes résonants dans les cavités à ferrite pour obtenir une fonction bi-bandes. Ils ont permis l'élaboration des premiers circulateurs bi-bandes triplaques mais leur conception a également soulevé plusieurs problématiques.

Les largeurs des bandes de circulation sont faibles avec notamment moins de 1% de bande passante pour les secondes bandes de circulations en considérant 20 dB d'isolation et d'adaptation. C'est une très faible valeur sachant que les circulateurs du commerce peuvent présenter de 10 à 100% de largeur de bande.

De plus dans ces travaux la fréquence centrale de la deuxième bande de fréquence n'est pas contrôlée. La deuxième bande de fréquence est donc subie et contrainte par les fréquences d'apparition des modes supérieurs.

I.5. Conclusion

L'objectif de la thèse est la maîtrise de la conception de circulateurs bi-bandes à ferrite et l'optimisation de leurs performances. Cette première partie a permis d'énoncer les principales propriétés en hyperfréquences des matériaux ferrites. Les différents types de matériaux ferrites ont été présentés succinctement, ainsi que leurs différentes propriétés magnétiques et les principaux moyens de modélisation de ces matériaux en hyperfréquences suivant l'état de polarisation.

La seconde partie a dressé un état de l'art des différentes applications des ferrites. Les propriétés singulières en hyperfréquences de ces matériaux leur permettent une grande variété d'applications. Les principales ont été évoquées ici avec les déphaseurs, les filtres, les switches, les antennes et les isolateurs. Enfin les circulateurs à ferrites ont été présentés avec les différents moyens permettant d'obtenir un phénomène de circulation.

Différentes topologies de circulateurs ont été présentées et la jonction Y s'avère intéressante pour des plages de fréquences variées, de moins de 1 GHz à plusieurs dizaines de GHz, couvrant ainsi la majorité des applications visées que sont les télécommunications sans fil et le radar. Les circulateurs à jonction Y présentent également des performances satisfaisantes en termes de largeur de bande d'adaptation et d'isolation. Les différentes technologies utilisables pour concevoir un circulateur à jonction Y ont été présentées, ce qui a permis de mettre en évidence les forces et les faiblesses de ces dispositifs ainsi que les principaux axes de recherches permettant leurs améliorations.

A l'heure actuelle, la principale limitation de ces dispositifs concerne leur dimension. L'utilisation et la maîtrise de la circulation bi-bande pourrait permettre de dépasser cette limitation physique puisqu'il serait possible de couvrir plusieurs standards avec un seul dispositif et ainsi éviter l'utilisation de plusieurs circulateurs.

Des premiers circulateurs bi-bandes à ferrites ont été conçus et réalisés en 2018 dans le cadre du laboratoire commun INOGYRO entre le laboratoire de recherche Xlim et l'entreprise Inoveos. Ces premiers travaux ont démontré la possibilité d'avoir un fonctionnement bi-bande avec un circulateur passif grâce à l'utilisation des modes supérieurs. Cette première démonstration, à l'état de l'art, nous servira de brique de base pour les développements effectués dans ces travaux de thèse. En effet, plusieurs points d'amélioration seront proposés et le premier concernera la maîtrise de l'écart fréquentiel entre les deux bandes de fonctionnement. Un deuxième axe de recherche propose une méthode analytique de couplage de la jonction permettant l'optimisation du phénomène de circulation aux deux fréquences (adaptation et isolation). Finalement et afin de réduire davantage l'encombrement, cette méthodologie de conception sera appliquée au développement d'un circulateur bi-bande en technologie micro-ruban.

I.6. Bibliographie du Chapitre I

- [I-1] Pline l'Ancien, *Histoire naturelle*. 77.
- [I-2] B. Baigrie, *Electricity and Magnetism: A Historical Perspective*, Greenwood Press, Westport, Connecticut, Londo. 2007.
- [I-3] L. Thourel, *Dispositifs à ferrites pour micro-ondes*, Masson et Cie, Editeurs. 120, Boulevard Saint-Germain, Paris, Vle, 1969.
- [I-4] C. Guillaud, « Propriétés magnétiques des ferrites », p. 12(3), p. 239, 248.
- [I-5] C. Kittel, *Introduction to Solid State PhysicsSolid state physics*, John Wiley and Sons. New York, 1996.
- [I-6] P. Langevin, « Sur la théorie du magnétisme », *Journal of Theoretical and Applied Physics*, p. 678--693, 1905.
- [I-7] T. Boyajian, « Étude et réalisation d'un circulateur hyperfréquence à nano particules magnétiques orientées dans la bande 40-60GHz. », p. 223.
- [I-8] P. Mohn et E. P. Wohlfarth, « The Curie temperature of the ferromagnetic transition metals and their compounds », *J. Phys. F Met. Phys.*, vol. 17, n° 12, p. 2421-2430, déc. 1987, doi: 10.1088/0305-4608/17/12/016.
- [I-9] J. Nicolas, *Ferromagnetic Materials: A handbook on the properties of magnetically ordered substances*, E.P.Wohlfath. 1980.
- [I-10] J. S. Smart, *The Néel Theory of Ferrimagnetism*, Am. J. Phys., vol. Vol. 23. 1955.
- [I-11] P. W. Anderson, « Generalizations of the Weiss Molecular Field Theory of Ferrimagnetism », *Phys. Rev. vol. 79*, p. p.705, 1950.
- [I-12] R. Becker, « La Dynamique de la paroi de Bloch et la perméabilité en haute fréquence », p. vol.12, 332, 1951.
- [I-13] F. Bertaut, « Etude de la nature des ferrites spinelles », 1950.
- [I-14] F. Bertaut et F. Forrat, « Structure of ferromagnetic ferrites on rare earths », p. P.382, 1956.
- [I-15] B. Lax et K. J. Button, *Microwave Ferrites and Ferrimagnetics*, McGraw-Hill. N.Y., 1962.
- [I-16] H. Turki, « Développement de circulateurs à ferrites originaux par l'élaboration d'une démarche de conception fiable », Thèse de Doctorat, Université de limoges, 2018.
- [I-17] « <https://exxelia.com/fr/produits/liste/materiaux-et-hyperfrequence/ferrites> ». .
- [I-18] « <https://www.skyworksinc.com/en/Products/Technical%20Ceramics%20-%20Ferrites%20and%20Magnetic%20Materials> ». .
- [I-19] V. Laur *et al.*, « Self-Biased Y-Junction Circulators Using Lanthanum- and Cobalt-Substituted Strontium Hexaferrites », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 63, n° 12, p. 4376-4381, déc. 2015, doi: 10.1109/TMTT.2015.2495218.
- [I-20] D. Polder, « On the theory of ferromagnetic resonance », *Philos. Mag.*, vol. 40, p. p.99-115, 1949.

- [I-21] L. Landau et E. Lifshits, « ON THE THEORY OF THE DISPERSION OF MAGNETIC PERMEABILITY IN FERROMAGNETIC BODIES », vol. 53, p. 9.
- [I-22] T. L. Gilbert, « Classics in Magnetism A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 40, n° 6, p. 3443-3449, nov. 2004, doi: 10.1109/TMAG.2004.836740.
- [I-23] T. Monediere, « Caractérisation fréquentielle des pertes magnétiques hors gyrrésonance (ΔH_{eff}) des ferrites. Etude comparative de trois structures résonantes », Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 1990.
- [I-24] H. Suhl, « The Nonlinear Behavior of Ferrites at High Microwave Signal Levels », *Proc. IRE*, vol. 44, n° 10, p. 1270-1284, oct. 1956, doi: 10.1109/JRPROC.1956.274950.
- [I-25] E. Schlömann, « Recent Developments in Ferromagnetic Resonance at High Power Levels », *Journal of Applied Physics* 31, S386, 1960.
- [I-26] G. Rado, « On the electromagnetic characterization of ferromagnetic media: Permeability tensors and spin wave equations », *IRE Trans. Antennas Propag.*, vol. 4, n° 3, p. 512-525, juill. 1956, doi: 10.1109/TAP.1956.1144437.
- [I-27] J. J. Green et F. Sandy, « Microwave Characterization of Partially Magnetized Ferrites », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 22, n° 6, p. 641-645, juin 1974, doi: 10.1109/TMTT.1974.1128306.
- [I-28] E. Schlömann, « Microwave Behavior of Partially Magnetized Ferrites », *J. Appl. Phys.*, vol. 41, n° 1, p. 204-214, janv. 1970, doi: 10.1063/1.1658322.
- [I-29] M. Igarashi et Y. Naito, « Tensor permeability of partially magnetized ferrites », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 13, n° 5, p. 1664-1668, sept. 1977, doi: 10.1109/TMAG.1977.1059669.
- [I-30] J. P. Bouchaud et P. G. Zerah, « The initial susceptibility of ferrites: A quantitative theory », 1990.
- [I-31] K. Berthou-Pichavant, « Contribution à la modélisation des matériaux magnétiques hétérogènes : Applications aux ferrites non-saturés », Thèse de Doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 1996.
- [I-32] P. Gelin, « New consistent model for ferrite permeability tensor with arbitrary magnetization state », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 45, n° 8, p. 1185-1192, août 1997, doi: 10.1109/22.618406.
- [I-33] D. Bariou, P. Queffelec, P. Gelin, et M. Le Floc'h, « Extension of the effective medium approximation for determination of the permeability tensor of unsaturated polycrystalline ferrites », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 37, n° 6, p. 3885-3891, nov. 2001, doi: 10.1109/20.966123.
- [I-34] P. Gelin et P. Queffelec, « Generalized Permeability Tensor Model: Application to Barium Hexaferrite in a Remanent State for Self-Biased Circulators », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 44, n° 1, p. 24-31, janv. 2008, doi: 10.1109/TMAG.2007.909561.

- [I-35] A. Guennou, « Etude Magnétostatique et Electromagnétique de Circulateurs Miniatures pour les Modules Actifs Emission/Réception des Systèmes de Télécommunications », Thèse de Doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 2007.
- [I-36] H. Bosma, « On the principle of stripline circulation », *IEE-Part B Electron. Commun. Eng.*, vol. 109, n° 21S, p. 137-146, 1962.
- [I-37] E. Bois, « Contribution à la modélisation de circulateurs à ferrite en structure triplaque par développements modaux », Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 1994.
- [I-38] J. C. Maxwell, *A Treatise on Electricity and Magnetism*, Oxford University Press. 1873.
- [I-39] M. Latrach, « Caractérisation électromagnétique de résonateurs à ferrite : Structure triplaque et multirésonateurs concentriques », Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 1990.
- [I-40] M. Latrach, T. Monediere, et F. Jecko, « A new design of cylindrical closed triplate ferrite resonators compared with magnetic wall approximation », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 26, n° 5, p. 2856-2862, sept. 1990, doi: 10.1109/20.104897.
- [I-41] A. Poincot, « Tables et diagrammes universels des résonances de cavités coaxiales ou concentriques », *Rev. Phys. Appliquée*, vol. 14, n° 2, p. 445-450, 1979, doi: 10.1051/rphysap:01979001402044500.
- [I-42] J. Helszajn, « The Stripline Circulator : Theory and Practice », *John Wiley Sons Inc*, p. 614, 2008.
- [I-43] J. D. Adam, L. E. Davis, G. F. Dionne, E. F. Schloemann, et S. N. Stitzer, « Ferrite devices and materials », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 50, n° 3, p. 721-737, mars 2002, doi: 10.1109/22.989957.
- [I-44] V. G. Harris, « Modern Microwave Ferrites », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 48, n° 3, p. 1075-1104, mars 2012, doi: 10.1109/TMAG.2011.2180732.
- [I-45] F. Reggia et E. Spencer, « A New Technique in Ferrite Phase Shifting for Beam Scanning of Microwave Antennas », *Proc. IRE*, vol. 45, n° 11, p. 1510-1517, 1957, doi: 10.1109/JRPROC.1957.278344.
- [I-46] D. Polder, « Ferrite materials », *Proc. IEE-Part II Power Eng.*, vol. 97, n° 56, p. 246-256, avr. 1950, doi: 10.1049/pi-2.1950.0076.
- [I-47] F. Reggia et T. Mak, « Reciprocal latching phase modulator for microwave frequencies », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 2, n° 3, p. 269-273, sept. 1966, doi: 10.1109/TMAG.1966.1065818.
- [I-48] X. Yang et al., « Compact and Low Loss Phase Shifter With Low Bias Field Using Partially Magnetized Ferrite », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 49, n° 7, p. 3882-3885, juill. 2013, doi: 10.1109/TMAG.2013.2244860.
- [I-49] W. W. G. Hui, J. M. Bell, M. F. Iskander, et J. J. Lee, « Low-Cost Microstrip-Line-Based Ferrite Phase Shifter Design for Phased Array Antenna Applications », *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 6, p. 86-89, 2007, doi: 10.1109/LAWP.2007.893068.

- [I-50] G.-M. Yang et N. X. Sun, « Tunable Ultrawideband Phase Shifters With Magnetodielectric Disturber Controlled by a Piezoelectric Transducer », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 50, n° 11, p. 1-4, nov. 2014, doi: 10.1109/TMAG.2014.2320491.
- [I-51] W. J. Ince et E. Stern, « Nonreciprocal Remanence Phase Shifters in Rectangular Waveguide », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 15, n° 2, p. 87-95, févr. 1967, doi: 10.1109/TMTT.1967.1126381.
- [I-52] A. Abuelma'atti, I. Khairuddin, A. Gibson, I. Morgan, et A. Haigh, « A Twin Toroid Ferrite Phase Shifter », in *2007 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium*, Honolulu, HI, USA, juin 2007, p. 2067-2070, doi: 10.1109/MWSYM.2007.380293.
- [I-53] A. T. Abuelma'atti, A. P. Gibson, et B. Dillon, « Analysis of a 10kW-2.45GHz Ferrite Phase Shifter », in *2006 European Radar Conference*, Manchester, UK, sept. 2006, p. 261-264, doi: 10.1109/EURAD.2006.280324.
- [I-54] P. S. Carter, « Magnetically-Tunable Microwave Filters Using Single-Crystal Yttrium-Iron-Garnet Resonators », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 9, n° 3, p. 252-260, mai 1961, doi: 10.1109/TMTT.1961.1125316.
- [I-55] G. L. Matthaei, « Magnetically Tunable Band-Stop Filters », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 13, n° 2, p. 203-212, mars 1965, doi: 10.1109/TMTT.1965.1125965.
- [I-56] E. Arabi, F. A. Ghaffar, et A. Shamim, « Tunable Bandpass Filter Based on Partially Magnetized Ferrite LTCC With Embedded Windings for SoP Applications », *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, vol. 25, n° 1, p. 16-18, janv. 2015, doi: 10.1109/LMWC.2014.2365748.
- [I-57] S. Kagita, A. Basu, et S. K. Koul, « Electrically Tunable Ferrite Bandpass Filter in », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 55, n° 7, p. 4, 2019.
- [I-58] G. Leon, R. R. Boix, et F. Medina, « Tunability and bandwidth of microstrip filters fabricated on magnetized ferrites », *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, vol. 14, n° 4, p. 171-173, avr. 2004, doi: 10.1109/LMWC.2004.827109.
- [I-59] G.-M. Yang, O. Obi, G. Wen, et N. X. Sun, « Design of Tunable Bandpass Filters With Ferrite Sandwich Materials by Using a Piezoelectric Transducer », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 47, n° 10, p. 3732-3735, oct. 2011, doi: 10.1109/TMAG.2011.2155037.
- [I-60] A. S. Hussaini, R. Abd-Alhameed, et J. Rodriguez, « Tunable RF filters: Survey and beyond », in *2011 18th IEEE International Conference on Electronics, Circuits, and Systems*, Beirut, Lebanon, déc. 2011, p. 512-515, doi: 10.1109/ICECS.2011.6122325.
- [I-61] Charles R. Boyd, Jr., « A High Power Single-Bridge SP4T Waveguide Reciprocal Ferrite Switch », *IEEE/MTT-S International Microwave Symposium*, 2007.
- [I-62] G. Uebele, « High-speed, ferrite microwave switch », in *IRE International Convention Record*, New York, NY, USA, 1957, vol. 5, p. 227-234, doi: 10.1109/IRECON.1957.1150583.
- [I-63] A. C. Brown, R. S. Cole, et W. N. Honeyman, « Some Applications of Ferrites to Microwave Switches, Phasers, and Isolators », *Proc. IRE*, p. 6, 1958.

- [I-64] K. J. Button, « Microwave Ferrite Devices: The First Ten Years », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 32, n° 9, p. 1088-1096, sept. 1984, doi: 10.1109/TMTT.1984.1132820.
- [I-65] G. F. Dionne, « A review of ferrites for microwave applications », *Proc. IEEE*, vol. 63, n° 5, p. 777-789, 1975, doi: 10.1109/PROC.1975.9827.
- [I-66] R. Soohoo, « Microwave ferrite materials and devices », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 4, n° 2, p. 118-133, juin 1968, doi: 10.1109/TMAG.1968.1066207.
- [I-67] F. Reggia, « A new broadband absorption modulator for rapid switching of microwave power », in *1961 IEEE International Solid-State Circuits Conference. Digest of Technical Papers*, Philadelphia, PA, USA, 1961, vol. IV, p. 90-91, doi: 10.1109/ISSCC.1961.1157332.
- [I-68] R. F. Soohoo, « A Ferrite Cutoff Switch », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 7, n° 3, p. 332-336, juill. 1959, doi: 10.1109/TMTT.1959.1124584.
- [I-69] C. E. Fay, « Ferrite Switches in Coaxial or Strip Transmission », *IRE Trans. Microw. THEORY Tech.*, p. 4.
- [I-70] A. Ghiotto, S. Adhikari, et K. Wu, « Ferrite-Loaded Substrate Integrated Waveguide Switch », *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, vol. 22, n° 3, p. 3, 2012.
- [I-71] N. Das and S. K. Chowdhury, « Microstrip rectangular resonators on ferrimagnetic substrates », *Electronics Letters*, oct. 16, 817.
- [I-72] Kin-Lu Wong et Yi-Fang Lin, « Microstrip-line-fed compact microstrip antenna with broadband operation », in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. 1998 Digest. Antennas: Gateways to the Global Network. Held in conjunction with: USNC/URSI National Radio Science Meeting (Cat. No.98CH36194)*, Atlanta, GA, USA, 1998, vol. 2, p. 1120-1123, doi: 10.1109/APS.1998.702147.
- [I-73] E. Arnaud, L. Huitema, R. Chantalat, A. Bellion, et T. Monediere, « Miniaturization of a Circular Polarized Antenna using Ferrite Materials », in *12th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP 2018)*, London, UK, 2018, p. 558 (5 pp.)-558 (5 pp.), doi: 10.1049/cp.2018.0917.
- [I-74] S. Jemmeli, T. Monediere, E. Arnaud, et L. Huitema, « Design of a Miniature, Circularly Polarized Antenna Operating in Three Frequency Bands Using a Polarized Ferrite Material », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, p. 1-1, 2020, doi: 10.1109/TAP.2020.3045756.
- [I-75] S. Chen, G. Liu, X. Chen, T. Lin, X. Liu, et Z. Duan, « Compact Dual-Band GPS Microstrip Antenna Using Multilayer LTCC Substrate », *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 9, p. 421-423, 2010, doi: 10.1109/LAWP.2010.2049822.
- [I-76] M. Sigalov, R. Shavit, et E. O. Kamenetskii, « Dual band circular polarized patch antenna using small ferrite disks », p. 5, 2008.
- [I-77] A. Peton, R. K. Mongia, A. Ittipiboon, et J. S. Wight, « Experimental investigation on a magnetically tunable ferrite resonator antenna », p. 4.

- [I-78] L.-R. Tan, R.-X. Wu, C.-Y. Wang, et Y. Poo, « Magnetically Tunable Ferrite Loaded SIW Antenna », *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 12, p. 273-275, 2013, doi: 10.1109/LAWP.2013.2248113.
- [I-79] C. R. Boyd, « Impedance matching considerations for ferrite Faraday rotators », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 53, n° 7, p. 2371-2374, juill. 2005, doi: 10.1109/TMTT.2005.850439.
- [I-80] G. L. Matthaei, E. M. T. Jones, et S. B. Cohn, « A Nonreciprocal, TEM-Mode Structure for Wide-Band Gyrator and Isolator Applications », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 7, n° 4, p. 453-460, oct. 1959, doi: 10.1109/TMTT.1959.1125416.
- [I-81] N. Noutehou, « Conception de circulateurs et isolateurs pour des applications spatiales: nouvelles technologies d'intégration », p. 186.
- [I-82] J. P. Schafer, « Ferrite Isolator at 11000mc ».
- [I-83] A. Kord, D. L. Sounas, et A. Alù, « Microwave Nonreciprocity », *Proc. IEEE*, vol. 108, n° 10, p. 1728-1758, oct. 2020, doi: 10.1109/JPROC.2020.3006041.
- [I-84] A. G. Fox, S. E. Miller, et M. T. Weiss, « Behavior and Applications of Ferrites in the Microwave Region », *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 34, n° 1, p. 5-103, janv. 1955, doi: 10.1002/j.1538-7305.1955.tb03763.x.
- [I-85] S. Weisbaum et H. Boyet, « Field Displacement Isolators at 4,6,11, and 24 KMC », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 5, n° 3, p. 194-198, juill. 1957, doi: 10.1109/TMTT.1957.1125139.
- [I-86] W. Marynowski, « Integrated Broadband Edge-Guided Mode Isolator With Antiparallel Biasing of the Ferrite Slabs », *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, vol. 28, n° 5, p. 392-394, mai 2018, doi: 10.1109/LMWC.2018.2821840.
- [I-87] C. E. Fay et R. L. Comstock, « Operation of the Field Displacement Isolator in Rectangular Waveguide », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 8, n° 6, p. 605-611, nov. 1960, doi: 10.1109/TMTT.1960.1124804.
- [I-88] E. Schlomann, « On the Theory of the Ferrite Resonance Isolator », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 8, n° 2, p. 199-206, mars 1960, doi: 10.1109/TMTT.1960.1124723.
- [I-89] A. Clavin, « High-Power Ferrite Load Isolators », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 3, n° 5, p. 38-43, oct. 1955, doi: 10.1109/TMTT.1955.1124974.
- [I-90] V. Laur, J. P. Gouavogui, et B. Balde, « C-Band Hybrid 3-D-Printed Microwave Isolator », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, p. 1-1, 2021, doi: 10.1109/TMTT.2021.3053277.
- [I-91] C. L. Hogan, « The ferromagnetic Faraday effect at microwave frequencies and its applications: The microwave gyrator », *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 31, n° 1, p. 1-31, janv. 1952, doi: 10.1002/j.1538-7305.1952.tb01374.x.

- [I-92] J. Zhang et W. Dou, « Analysis of Sub-Millimeter Wave Four-Port Quasi-Optical Circulator », in *2008 China-Japan Joint Microwave Conference*, sept. 2008, p. 99-102, doi: 10.1109/CJMW.2008.4772383.
- [I-93] Y. Konishi, « Lumped Element Y Circulator », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 13, n° 6, p. 852-864, nov. 1965, doi: 10.1109/TMTT.1965.1126116.
- [I-94] E. Schloemann, « Lumped-element circulator optimization », in *1988., IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, mai 1988, p. 757-759 vol.2, doi: 10.1109/MWSYM.1988.22142.
- [I-95] H. Dong, J. R. Smith, et J. L. Young, « A Wide-Band, High Isolation UHF Lumped-Element Ferrite Circulator », *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, vol. 23, n° 6, p. 294-296, juin 2013, doi: 10.1109/LMWC.2013.2258004.
- [I-96] H. Bosma, « On Stripline Y-Circulation at UHF », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 12, n° 1, p. 61-72, janv. 1964, doi: 10.1109/TMTT.1964.1125753.
- [I-97] C. E. Fay et R. L. Comstock, « Operation of the Ferrite Junction Circulator », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 13, n° 1, p. 15-27, janv. 1965, doi: 10.1109/TMTT.1965.1125923.
- [I-98] J. B. Davies et P. Cohen, « Theoretical Design of Symmetrical Junction Stripline Circulators », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 11, n° 6, p. 506-512, nov. 1963, doi: 10.1109/TMTT.1963.1125717.
- [I-99] J. W. Simon, « Broadband Strip-Transmission Line Y-Junction Circulators », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 13, n° 3, p. 335-345, mai 1965, doi: 10.1109/TMTT.1965.1125998.
- [I-100] A. M. Hussein, M. M. Ibrahim, et S. E. Youssef, « Impedance matrix formulation of stripline circulators », *Can. Electr. Eng. J.*, vol. 5, n° 3, p. 9-11, juill. 1980, doi: 10.1109/CEEJ.1980.6591733.
- [I-101] J. G. de Koning, R. J. Hamilton, et T. L. Hierl, « Full-Band Low-Loss Continuous Tracking Circulation in K Band (Short Papers) », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 25, n° 2, p. 152-155, févr. 1977, doi: 10.1109/TMTT.1977.1129058.
- [I-102] H. Turki, L. Huitema, T. Monediere, B. Lenoir, et C. Breuil, « Complete Methodology of Low-loss Ultra-wideband Junction Circulator », in *2018 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium - IMS*, Philadelphia, PA, juin 2018, p. 746-749, doi: 10.1109/MWSYM.2018.8439670.
- [I-103] S. I. Shams, M. Elsaadany, et A. A. Kishk, « Including Stripline Modes in the Y-Junction Circulators: Revisiting Fundamentals and Key Design Equations », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 67, n° 1, p. 94-107, janv. 2019, doi: 10.1109/TMTT.2018.2880755.
- [I-104] H. Turki, L. Huitema, T. Monediere, B. Lenoir, et C. Breuil, « New Concept Validation of Low-Loss Dual-Band Stripline Circulator », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 67, n° 3, p. 845-850, mars 2019, doi: 10.1109/TMTT.2018.2890632.

- [I-105] H. How, S. A. Oliver, S. W. McKnight, P. M. Zavracky, N. E. McGruer, et C. Vittoria, « Theoretical modeling of microstrip thin-film circulators », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 33, n° 5, p. 3433-3435, sept. 1997, doi: 10.1109/20.617968.
- [I-106] V. V K Thalakkatukulathil *et al.*, « Electromagnetic modeling of anisotropic ferrites—Application to microstrip Y-junction circulator design », *J. Appl. Phys.*, vol. 123, n° 23, p. 234503, juin 2018, doi: 10.1063/1.5026482.
- [I-107] M. Pinto, L. Marzall, A. Ashley, D. Psychogiou, et Z. Popovic, « Design-Oriented Modelling of Microstrip Ferrite Circulators », in *2018 48th European Microwave Conference (EuMC)*, Madrid, sept. 2018, p. 215-218, doi: 10.23919/EuMC.2018.8541559.
- [I-108] A. Ashley, L. F. Marzall, Z. Popovic, et D. Psychogiou, « Frequency Selective Ferrite Circulators with Quasi-Elliptic Transmission Response », in *2018 48th European Microwave Conference (EuMC)*, Madrid, sept. 2018, p. 211-214, doi: 10.23919/EuMC.2018.8541616.
- [I-109] S. A. Oliver *et al.*, « Integrated self-biased hexaferrite microstrip circulators for millimeter-wavelength applications », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 49, n° 2, p. 385-387, févr. 2001, doi: 10.1109/22.903102.
- [I-110] N. Parker-Soues *et al.*, « Compact Self-biased Q-band Circulators », p. 7.
- [I-111] J. Wang *et al.*, « Self Biased Y-Junction Circulator at K_u Band », *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, vol. 21, n° 6, p. 292-294, juin 2011, doi: 10.1109/LMWC.2011.2142297.
- [I-112] B. A. Auld, « The Synthesis of Symmetrical Waveguide Circulators », *IRE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 7, n° 2, p. 238-246, avr. 1959, doi: 10.1109/TMTT.1959.1124688.
- [I-113] J. Helszajn, *Waveguide Junction Circulators: Theory and Practice 1st Edition*, 1st edition, Wiley. 1998.
- [I-114] H. M. G. Enagadapa, G. S. Isola, et A. M. Sapkal, « Design of high power Ka band waveguide latching circulator », in *2013 International Conference on Emerging Trends in VLSI, Embedded System, Nano Electronics and Telecommunication System (ICEVENT)*, janv. 2013, p. 1-4, doi: 10.1109/ICEVENT.2013.6496566.
- [I-115] B. Li, Y. Li, M. Yu, et J. Yang, « A Novel Multipactor Suppression Circulator Using Transformation Dielectrics », *IEEE Trans. Electron Devices*, p. 1-5, 2021, doi: 10.1109/TED.2021.3053504.
- [I-116] H. Razavipour, G. Askari, F. Fesharaki, et H. Mirmohammad-Sadeghi, « A new high-power, dual-band, E-plane, ferrite circulator », in *IEEE EUROCON 2009*, St. Petersburg, Russia, mai 2009, p. 20-25, doi: 10.1109/EURCON.2009.5167598.
- [I-117] « <https://www.arrow.com/fr-fr/products/d3c5015/ditom-microwave> ». mars 23, 2021.

Chapitre II.

Circulateurs bi-bandes champ faible : Première conception

Chapitre II. Circulateur bi-bandes champ faible : Première conception

II.1. Introduction	59
II.2. Etude des modes résonants dans les cavités à ferrite.....	60
II.2.1. Modes résonants et calcul des fréquences propres	60
II.2.2. Tracé d'abaques des modes propre - Différence entre le champ fort et le champ faible	66
II.2.3. Etude paramétrique	69
II.2.3.1. Influence de l'aimantation à saturation	70
II.2.3.2. Influence du rayon des disques de ferrite.....	70
II.2.3.3. Influence de la géométrie du conducteur central	72
II.2.3.4. Synthèse de l'étude paramétrique.....	74
II.2.4. Configuration de deux résonateurs à ferrite	75
II.3. Conception d'un circulateur bi-bande unidirectionnel	76
II.3.1. Couplage du résonateur	76
II.3.2. Etude magnétostatique.....	78
II.3.3. Cosimulation magnétostatique/électromagnétique.....	80
II.3.4. Réalisation et mesures des prototypes	81
II.4. Conception d'un circulateur bi-bande bidirectionnel	84
II.4.1. Couplage du résonateur	84
II.4.2. Etude magnétostatique.....	87
II.4.3. Cosimulation magnétostatique/électromagnétique.....	88
II.4.4. Réalisation et mesures des prototypes	89
II.5. Conclusion	93
II.6. Bibliographie du Chapitre II	95

II.1. Introduction

De nombreuses recherches sur les circulateurs à ferrites sont basées sur l'étude et le couplage des modes propres contrarotatifs afin d'obtenir une fonction de circulation. Dans la majorité des cas, seuls les modes fondamentaux sont excités, ce qui conduit à un phénomène de circulation mono-bande. Une seconde bande de circulation peut être obtenue en couplant simultanément les modes fondamentaux et les modes supérieurs. Les premiers circulateurs bi-bandes utilisant ce principe fonctionnent dans la zone de champ fort [II-1]. Ces résultats, bien qu'à l'état de l'art, présentent quelques limitations. La première concerne la largeur des bandes de circulation qui sont relativement faibles puisque de l'ordre de 2% sur la première bande et inférieure à 1% sur la deuxième bande. Cette problématique est directement liée au fonctionnement en champ fort et s'observe également dans la plupart des circulateurs mono-bandes [II-2]. La deuxième limitation concerne l'écart fréquentiel entre les bandes de circulations. En effet, les fréquences des bandes de circulation n'ont pas été choisies et l'écart fréquentiel entre elles a donc été subi. Afin de palier à ces limitations, l'étude d'un circulateur bi-bande fonctionnant en champ faible a été privilégiée en appliquant le principe de couplage simultané des modes fondamentaux et supérieurs développé en champ fort.

La première partie présentera une étude des fréquences de résonance des modes propres dans une cavité à ferrite. La dépendance en fréquence des modes propres sera étudiée en fonction de l'aimantation à saturation, du champ magnétique statique polarisant le ferrite, du rayon des disques de ferrite et de la forme du conducteur central. Le but de cette étude est d'identifier les paramètres qui affectent les rapports fréquentsiels entre :

- Les modes contrarotatifs positif et négatif d'une même paire de mode afin d'augmenter les largeurs de bandes.
- Les modes fondamentaux et supérieurs afin de définir comment l'écart de fréquence entre les bandes de circulation peut être modifié.

Cette étude mettra également en évidence qu'une inversion de l'ordre d'apparition des modes supérieurs peut se produire lorsque la forme du conducteur central est changée. Cette propriété sera utilisée pour changer la direction de circulation entre la première et la deuxième fréquence de fonctionnement.

A l'issue de cette étude modale, deux résonateurs à ferrites possédant une configuration modale différente ont été choisis. Ils conduiront à la conception de deux circulateurs à ferrites bi-bandes qui sera présentée dans la seconde partie de ce chapitre. Les circulateurs auront des fonctionnements différents puisque l'un d'entre eux aura un comportement unidirectionnel et le second sera un circulateur bidirectionnel. Des mesures de prototypes valideront les études modales et les développements effectués tout au long de ce chapitre. Les performances mesurées seront comparées aux simulations ainsi qu'à l'état de l'art.

II.2. Etude des modes résonants dans les cavités à ferrite

II.2.1. Modes résonants et calcul des fréquences propres

Les propriétés de non-réciprocité des circulateurs passifs sont obtenues en utilisant des matériaux ferrites. Comme expliqué dans le chapitre précédent, ces matériaux sont des céramiques anisotropes à forte permittivité et dont la perméabilité est tensorielle [II-3]–[II-5]. Dans ces travaux de thèse, seuls des ferrites totalement saturés sont utilisés, ce qui permet d'utiliser le modèle de tenseur de perméabilité de Polder [II-6]. La Figure II-1 montre la dépendance en fréquence du terme diagonal μ du tenseur de Polder et rappelle l'existence de deux zones de fonctionnement, séparées par la résonance gyromagnétique (GR). La bande de fréquence située avant la résonance est appelée la zone de fonctionnement en champ fort, tandis que la seconde zone de fonctionnement, située après la résonance, est la zone de champ faible.

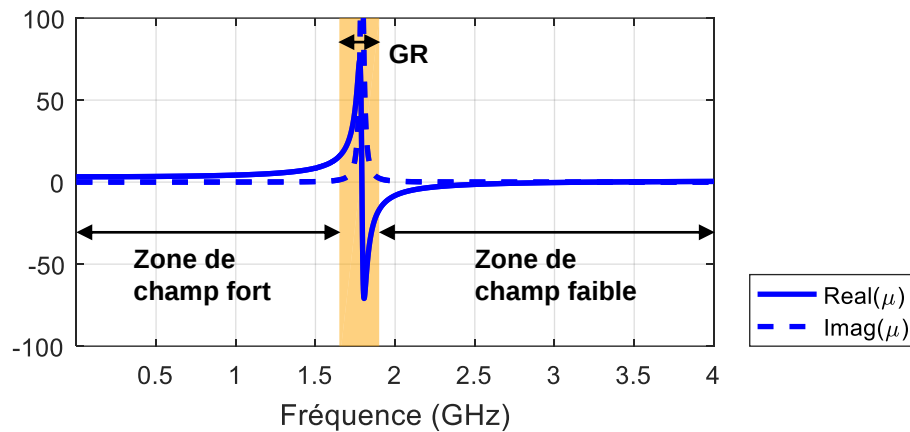


Figure II-1 Terme diagonal μ du tenseur de perméabilité de Polder en fonction de la fréquence ($H_i=51$ kA/m, $4\pi M_s=1450$ G, $\Delta H=0.16$ kA/m)

Le développement des circulateurs bi-bandes [II-1], [II-2] est basé sur une analyse des modes propres dans les cavités à ferrite. Nous verrons par la suite que cette étude permet de déterminer à la fois les fréquences de travail et la direction de circulation. Cette première partie présente donc les différents moyens d'étudier les modes propres dans les cavités à ferrite.

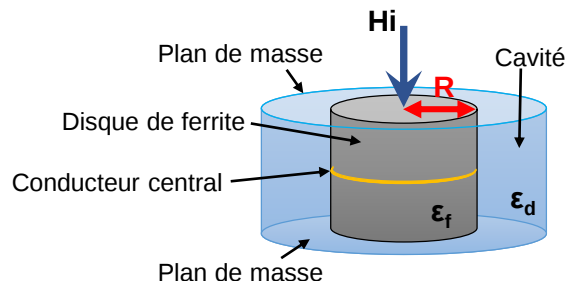


Figure II-2 Représentation schématique d'un résonateur à ferrite

Pour se rapprocher de la structure triplaque, les cavités considérées (Figure II-2) sont composées de deux disques de ferrite, d'un conducteur central métallique, qui est dans le cas le plus simple un disque de même diamètre que les disques de ferrite. Un diélectrique, souvent

choisi comme étant de l'air pour faciliter la réalisation, entoure la structure.

Pour simplifier la résolution des équations de Maxwell dans ces cavités, les premières études analytiques considèrent un modèle constitué d'un seul ferrite entouré de murs magnétiques (Figure II-3). C'est le modèle défini par Bosma [II-7] pour lequel le développement a été présenté au Chapitre I.

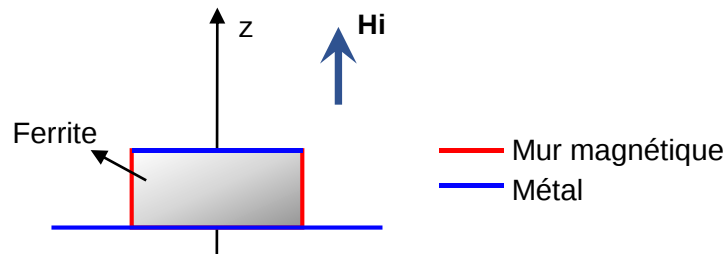


Figure II-3 *Modèle simplifié de résonateur à ferrite de Bosma [II-7]*

Les modes résonants dans ces structures sont des modes transverses magnétiques contrarotatifs notés $TM_{\pm nmp}$ avec n la variation azimutale, m la variation radiale et p la variation suivant l'axe z .

La Figure II-4 représente un tracé des fréquences de résonance de ces modes en fonction du champ magnétique statique interne à la structure H_i pour un fonctionnement en champ fort. Les fréquences des modes sont calculées avec le modèle de Bosma et sont comparées à la mesure [II-8], [II-9].

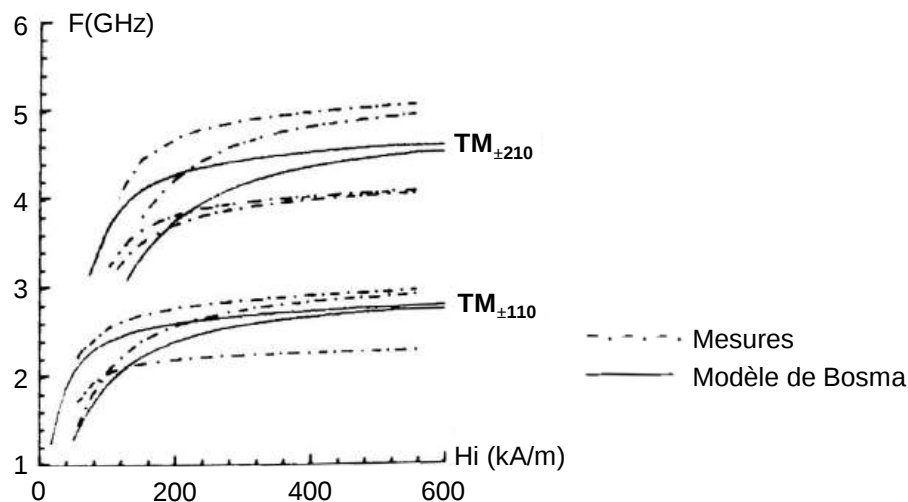


Figure II-4 *Fréquences de résonances des modes propres en zone de champ fort en fonction du champ interne [II-8], mesurées et calculées à l'aide de la méthode de Bosma [II-7]*

Les fréquences obtenues par la méthode de Bosma [II-7] divergent des fréquences mesurées notamment pour les modes supérieurs $TM_{\pm 210}$ où l'erreur est proche de 10%.

Un modèle analytique développé pendant les années 1990 à l'Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes (IRCOM : ancienne appellation du laboratoire de recherche Xlim), dit modèle rigoureux [II-10], permet de prendre en compte le diélectrique

entourant le résonateur. Ce modèle prend donc en compte la continuité des champs E et H à l'interface ferrite/diélectrique et non plus une condition de court-circuit magnétique comme pour le modèle de Bosma. Cette nouvelle structure résonante est présentée sur la Figure II-5.

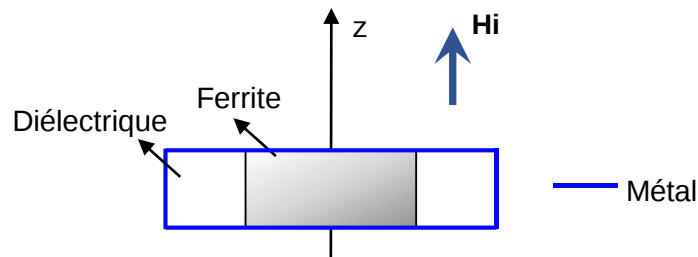


Figure II-5 *Modèle rigoureux de résonateur à un seul ferrite* [II-10]

Les modes présents dans cette structure sont toujours des modes contrarotatifs $TM_{\pm nmp}$ mais dont les fréquences sont plus proches des fréquences mesurées.

Un troisième modèle analytique est présenté dans [II-10] et prend cette fois en compte une structure symétrique à deux disques de ferrites séparés par un conducteur. La structure présentée sur la Figure II-6 est ainsi bien plus proche de celle d'un circulateur à ferrite triplaque.

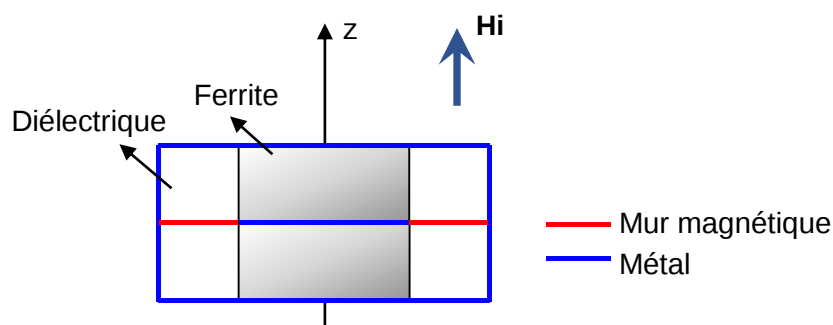


Figure II-6 *Modèle rigoureux de résonateur à deux ferrites* [II-10]

Le modèle analytique obtenu permet d'étudier les modes hybrides contrarotatifs $HE_{\pm nm}$ de la structure, avec n et m représentant respectivement les variations azimutales et radiales.

Les courbes de la Figure II-7 représentent une comparaison des fréquences des modes propres $TM_{\pm nmp}$ et $HE_{\pm nm}$ calculées en utilisant les méthodes rigoureuses et obtenues par la mesure. Cette comparaison est faite dans le cas du champ fort et dans le cas du champ faible.

Les fréquences de résonance des modes propres calculées à l'aide des méthodes rigoureuses [II-10] sont proches de celles mesurées. Les écarts de fréquences entre les calculs et les mesures sont inférieurs à 5%, et ce même pour les modes supérieurs $HE_{\pm 21}$ ce qui atteste de la fiabilité des modèles rigoureux.

Un autre point remarquable de la Figure II-7 de [II-8] est l'écart fréquentiel très important entre les paires de modes $TM_{\pm nmp}$ et $HE_{\pm nm}$. Les modes excités dans une structure triplaque étant les modes $HE_{\pm nm}$, l'utilisation des modes $TM_{\pm nmp}$ pour dimensionner de manière analytique un circulateur ne semble donc pas être appropriée.

La méthode rigoureuse de calcul des modes propres $HE_{\pm nm}$ permet donc d'obtenir des résultats satisfaisants mais elle est complexe à mettre en œuvre et n'est valable que si le conducteur au centre de la structure triplaue est un disque de même rayon que les disques de ferrite.

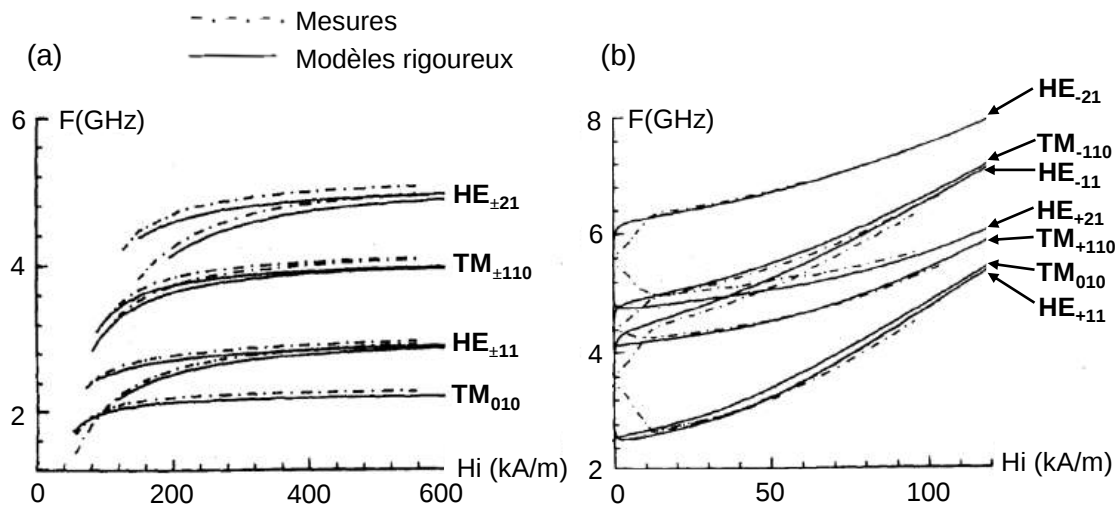


Figure II-7 Fréquences de résonances des modes propres en zone de champ fort (a) et en zone de champ faible (b) en fonction du champ interne, mesurées et calculées à l'aide des méthodes rigoureuses [II-8], [II-10]

Plus récemment, une méthode numérique s'inspirant du montage expérimental de M. Latrach [II-8] a été mise en place. La méthode présentée par H. Turki [II-1], [II-2] propose d'utiliser un logiciel de simulation EM pour simuler un résonateur à ferrite tout en l'excitant à l'aide de sondes magnétiques. Le logiciel utilisé est CST Studio Suite et permet de faire des simulations électromagnétiques, magnétostatiques, électrostatiques, thermiques, etc. Lors d'une utilisation EM, ce logiciel propose deux méthodes de calculs différentes, un solveur temporel et un solveur fréquentiel. La majorité des travaux de la thèse ont été réalisés en utilisant le solveur fréquentiel qui résout les équations de Maxwell par la méthode des éléments finis dans des structures volumiques. Lors d'une simulation le solveur maille la structure en tétraèdres ou hexaèdres de faibles dimensions. Le logiciel propose un maillage dit adaptatif qui permet de diminuer la taille des mailles dans les zones où les champs sont les plus importants et les augmenter dans les zones où il n'y a que peu de champ, permettant ainsi d'avoir une bonne précision en limitant le nombre total de mailles et donc les temps de calculs.

Nativement, il est possible de simuler des matériaux anisotropes à ferrites saturés à l'aide de ce solveur car le tenseur de perméabilité de Polder y est inclus. Dans un premier temps, la polarisation de ces matériaux sera considérée comme parfaite et donc uniforme dans l'ensemble du volume des ferrites.

Le modèle utilisé est donc constitué de deux disques de ferrites, d'un conducteur central, de trois sondes magnétiques séparées de 120° pour se rapprocher de la structure d'un circulateur triplaue. Les sondes sont terminées par des liaisons coaxiales traversant la structure métallique qui clos le résonateur (Figure II-8).

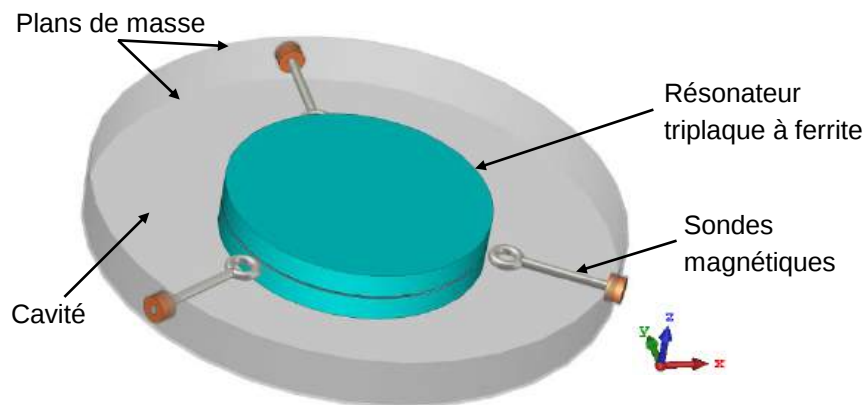


Figure II-8 *Modèle numérique de résonateur à ferrite excité par sondes magnétiques*

Une simulation de ce modèle à l'aide du solveur fréquentiel permet d'obtenir les paramètres S du système à 3 ports.

Des résultats en paramètres S , obtenus en utilisant un ferrite de type Y209 avec une aimantation à saturation de 900 Gauss et une constante de permittivité de 14.1, sont présentés sur la Figure II-9. Le rayon des disques de ferrite est de 8 mm et celui de la cavité de 16 mm. Pour se placer dans une configuration en champ fort, la valeur de champ magnétique statique choisie est de 3140 Oe (250 kA/m).

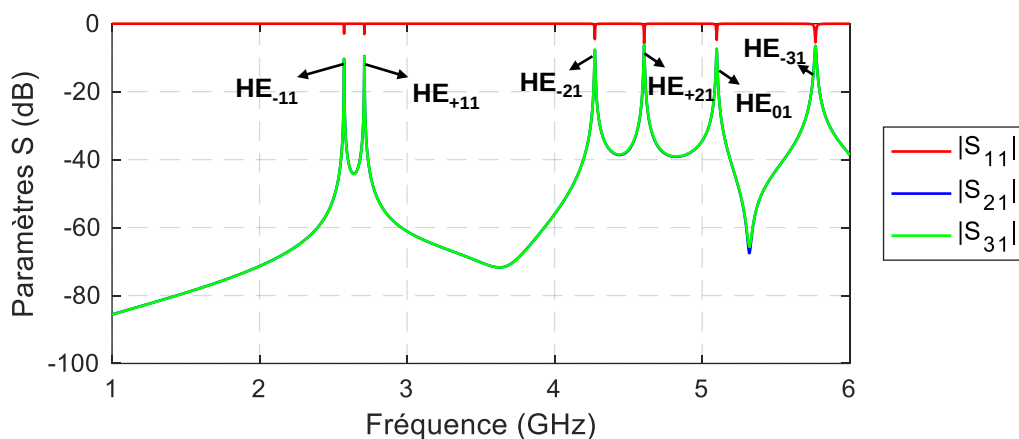


Figure II-9 *Paramètres S de la structure découplée de la Figure II-8 avec un ferrite Y209 : $4\pi Ms = 900$ G, $\epsilon_r = 14.1$, $R_{fer} = 8$ mm, $R_{cav} = 16$ mm et $H_i = 3140$ Oe*

Les pics de transmission des paramètres S de la structure correspondent aux modes propres de la structure. Il est ainsi possible de récupérer leurs fréquences de résonance et en traçant les cartographies des champs H dans un plan du disque de ferrite, il est possible d'identifier ces modes.

La Figure II-10 montre les cinq premiers modes, avec la cartographie de leurs champs H dans un plan de coupe à mi-hauteur du ferrite supérieur. Les deux premiers modes ne présentent qu'une variation radiale et une variation azimutale mais tournent dans des directions opposées, ce sont donc les deux modes $HE_{\pm 11}$. Par convention, en champ fort, le premier mode est appelé mode - et le second mode +. Les modes à 4.3 et 4.6 GHz sont identifiés comme étant les modes $HE_{\pm 21}$ car ils possèdent deux variations azimutales. Enfin le mode à 5.1 GHz est identifié comme étant le mode HE_{01} car il n'a qu'une seule variation radiale et

aucune variation azimuthale. Le mode HE_{01} , ne possédant pas de variation azimuthale ne tourne pas en fonction de la phase et ne peut donc pas être contrarotatif.

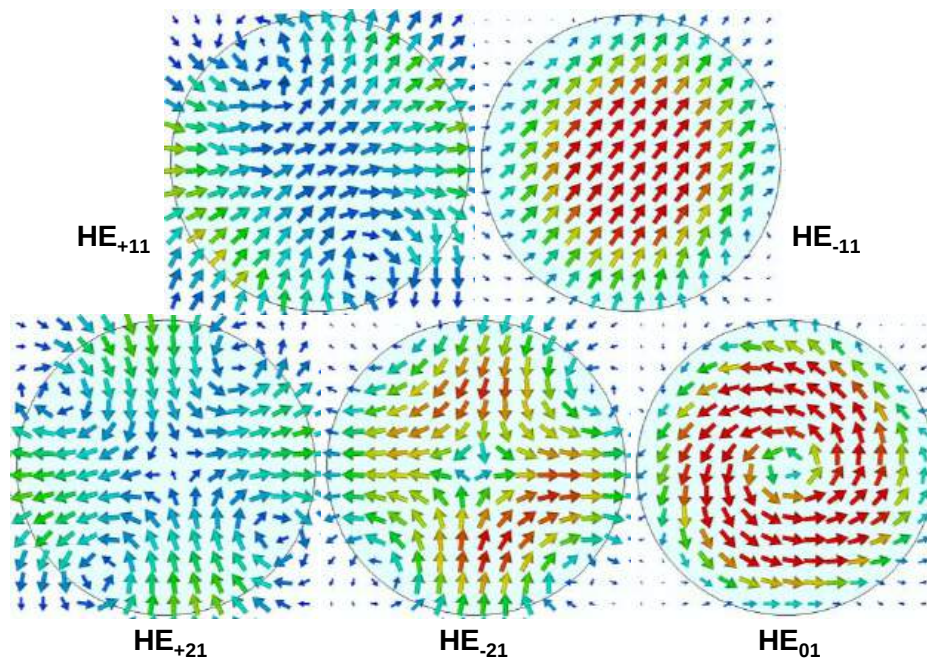


Figure II-10 Cartographie en champ H des modes propres de la structure Figure II-8

La même procédure est appliquée en se plaçant cette fois dans une configuration en champ faible en utilisant les mêmes paramètres que précédemment hormis le champ magnétique statique qui est ici de 1050 Oe (92 kA/m). Les paramètres S ainsi obtenus sont présentés sur la Figure II-11.

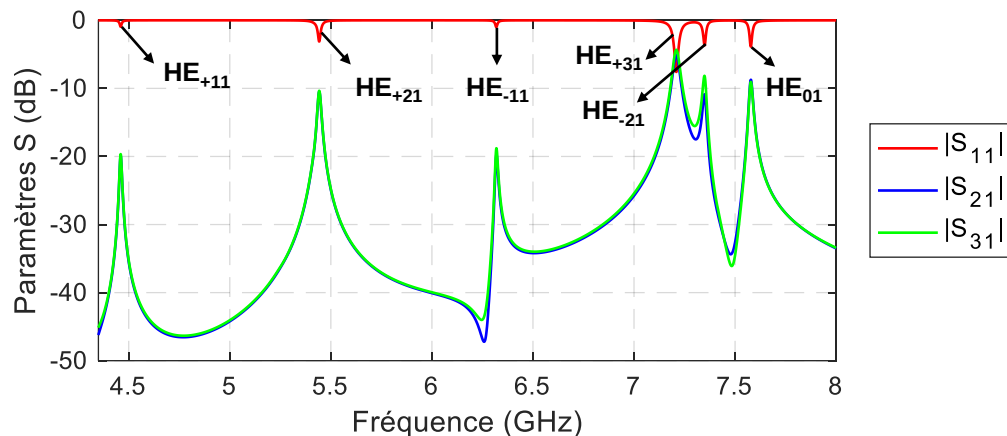


Figure II-11 Paramètres S de la structure découplée de la Figure II-8 avec un ferrite Y209 :
 $4\pi M_s = 900$ G, $\epsilon_r = 14.1$, $R_{fer} = 8$ mm, $R_{cav} = 16$ mm et $H_i = 1050$ Oe

Dans cette configuration, les modes obtenus n'ont plus le même ordre qu'en zone de champ fort. Le mode HE_{+21} est ainsi intercalé entre les modes $HE_{\pm 11}$ et le mode HE_{+31} entre les modes $HE_{\pm 21}$.

Sur la Figure II-12 les résultats de la méthode numérique sont comparés à ceux de la méthode analytique rigoureuse [II-10].

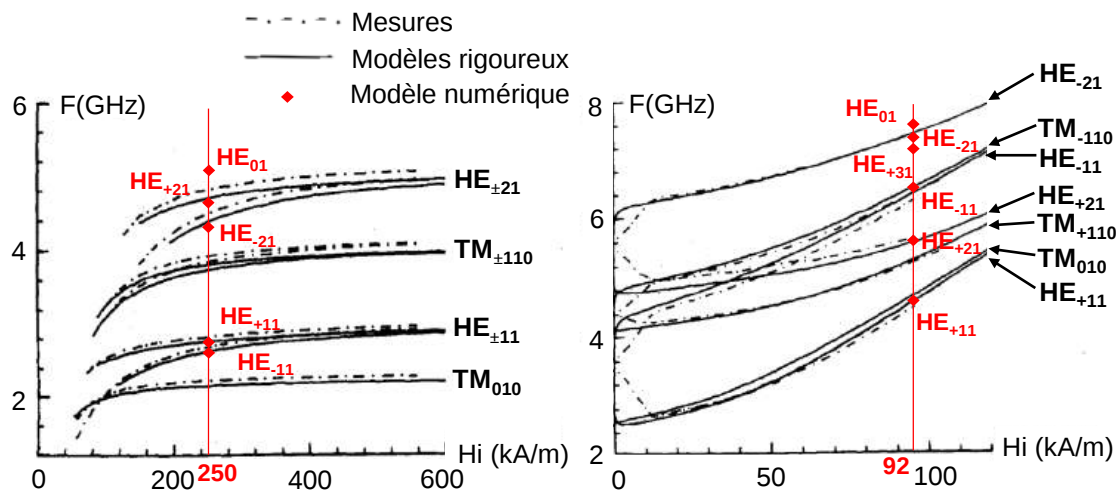


Figure II-12 Fréquences de résonance des modes propres en zone de champ fort (a) et en zone de champ faible (b) en fonction du champ interne, mesurées, calculées à l'aide des méthodes rigoureuses [II-8], [II-10] et calculées avec le modèle numérique à sondes magnétiques présenté Figure II-8

La comparaison présentée sur la Figure II-12 montre une bonne correspondance des résultats entre la méthode numérique à sondes, la méthode analytique rigoureuse ainsi qu'avec les mesures.

Ce modèle permet donc d'identifier les modes propres et de déterminer leurs fréquences de résonance. Contrairement aux modèles analytiques il est possible de prendre en compte une modification du conducteur central et de calculer les champs dans cette structure modifiée. En effet le modèle analytique rigoureux n'est valable que pour un conducteur central de mêmes dimensions que les disques de ferrites et sa modification nécessiterait de redévelopper les équations de Maxwell en modifiant les conditions aux limites entre les deux disques de ferrite. Chaque géométrie de conducteur demanderait un développement analytique et les géométries les plus complexes nécessiteraient des développements trop complexes à résoudre. C'est donc avec le modèle numérique à sonde magnétique simulé sous le solver EM que les résonateurs à ferrites seront étudiés.

II.2.2. Tracé d'abaques des modes propres - Différence entre le champ fort et le champ faible

Afin d'étudier les paramètres des résonateurs à ferrite et leur influence sur les modes et leurs fréquences de résonance, une méthode permettant de tracer des abaques des modes en fonction d'un paramètre a été défini.

La méthode numérique présentée à la partie précédente est combinée avec un programme Matlab pour générer des abaques des fréquences des modes propres en fonction des paramètres du ferrite. La méthode débute par N simulations électromagnétiques de la structure excitée par des sondes magnétiques (Figure II-8) où à chaque itération la valeur du paramètre étudié est modifiée.

Le programme Matlab dont le diagramme en ligne est présenté Figure II-13, permet de tracer un abaque en fonction d'un paramètre grâce aux fichiers de paramètres S (Touchstone) extraits des simulations EM.

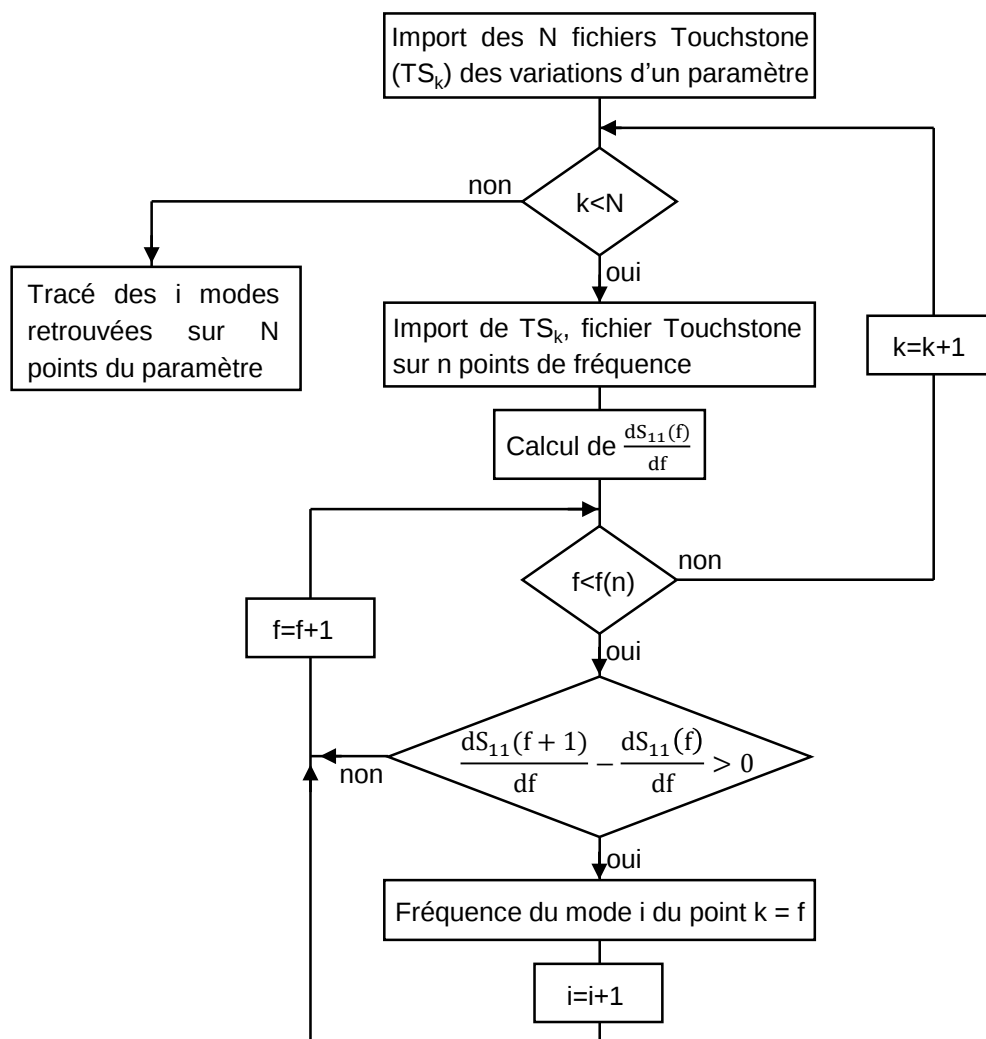


Figure II-13 Diagramme en ligne du programme Matlab de construction d'abaques des fréquences des modes propres en fonction d'un paramètre

La combinaison du modèle numérique et du code Matlab permet donc d'étudier l'évolution des fréquences de résonance des modes propres en fonction de certains paramètres (paramètres dimensionnels ou intrinsèques).

Un exemple présenté sur la Figure II-14 montre l'étude du champ magnétique statique interne au ferrite (H_i) dans des conditions de champ fort et de champ faible pour une cavité cylindrique à ferrite de rayon 6,6 mm et une aimantation à saturation $4\pi M_s = 1450$ Gauss.

Ces résultats mettent en évidence les différences entre les modes de fonctionnement en champ fort (Figure II-14(a)) et en champ faible (Figure II-14(b)) :

- Les modes contrarotatifs sont plus proches les uns des autres en champ fort. L'écart de fréquence entre les modes contrarotatifs est donc plus important en champ faible.

- L'ordre d'apparition n'est pas toujours le même en champ faible. Des modes supérieurs peuvent ainsi être interposés entre la paire de modes contrarotatifs $HE_{\pm 11}$. Par exemple, le mode HE_{+21} apparaît avant le mode HE_{-11} sur la Figure II-14(b).

Ces différences peuvent être expliquées par l'évolution du facteur d'anisotropie κ/μ dans le ferrite étudié en fonction de la fréquence (Figure II-15).

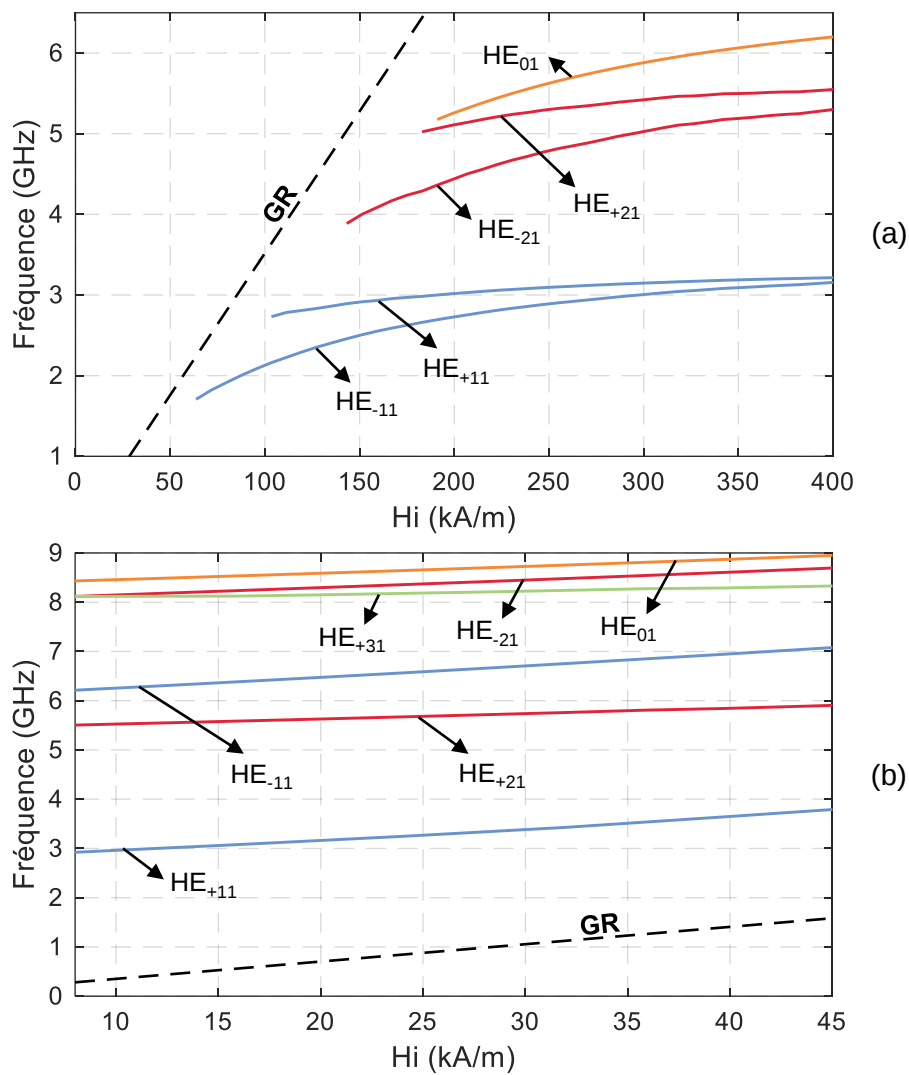


Figure II-14 Fréquences de résonance des modes propres dans une cavité à ferrite en fonction du champ magnétique statique interne (H_i), en champ fort (a) et en champ faible (b), calculées par la méthode numérique. ($R_{fer}=6.6$ mm, $4\pi Ms=1450$ G, $\epsilon_r=14$)

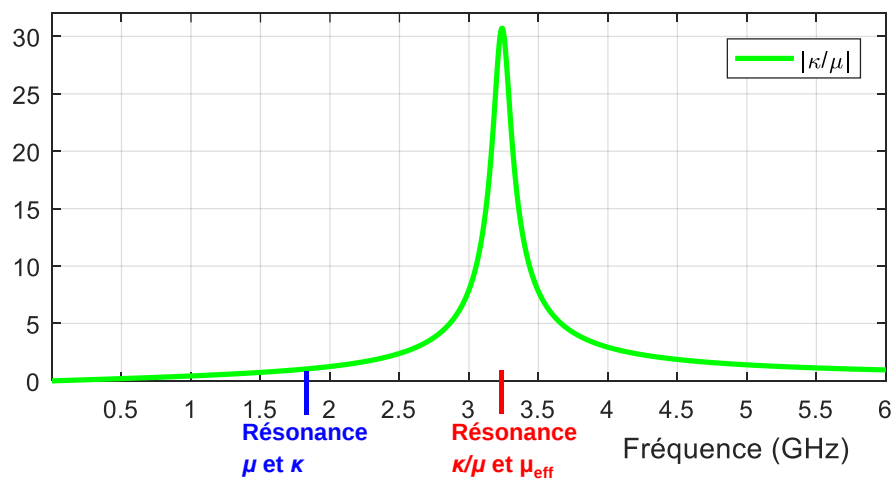


Figure II-15 Facteur d'anisotropie calculé avec les paramètres suivants : $4\pi Ms=1450$ G, $H_i = 640$ Oe (51 kA/m)

Le facteur d'anisotropie κ/μ (Figure II-15) caractérise l'anisotropie du matériau et plus sa valeur est élevée plus les modes + et les modes – ont une vitesse de propagation différente. La résonance du facteur d'anisotropie est à la même fréquence que celle de la perméabilité effective, elle se situe donc dans la zone de champ faible. Le facteur d'anisotropie sera donc généralement plus faible dans la zone de champ fort que dans la zone de champ faible car plus éloigné de sa résonance ($\kappa/\mu < 1$). Et inversement, l'anisotropie est maximale lorsqu'une cavité est dimensionnée pour que les modes propres soient en champ faible et proches de la résonance de la perméabilité effective.

Lorsque les modes contrarotatifs subissent une forte anisotropie ($\kappa/\mu \gg 1$), les modes + et les modes – d'une même paire de modes sont éloignés les uns des autres. Si bien que lorsque cet écart est trop important, un mode HE_{+21} peut avoir une fréquence de résonance suffisamment faible pour être inférieure à celle d'un mode HE_{-11} . Ces inversions ont également lieu pour les modes supérieurs $HE_{\pm 31}$, si bien que l'ordre d'apparition des modes dans une configuration proche de la résonance d'anisotropie se retrouve être très différente de celle en champ fort.

D'autre part, pour un circulateur à ferrite mono-bande le facteur d'anisotropie est directement lié à la largeur de bande du circulateur par la relation [II-2] ci-dessous.

$$\frac{\Delta f}{f_0} = 2.9 \frac{\kappa}{\mu} \rho \quad (II-1)$$

Avec f_0 la fréquence de fonctionnement, Δf la largeur de bande et ρ le coefficient de réflexion du circulateur lié au Rapport d'Onde Stationnaire (ROS) par la relation :

$$ROS = \frac{1 + \rho}{1 - \rho} \quad (II-2)$$

Le facteur d'anisotropie étant maximum en zone de champ faible, les largeurs des bandes de circulation dans cette configuration sont plus importantes qu'en champ fort.

Cela se confirme par l'étude présentée sur la Figure II-14 où nous avons montré que l'écart entre les modes + et les modes – d'une même paire de modes contrarotatifs est supérieur en champ faible. Et cela est vrai pour les modes fondamentaux $HE_{\pm 11}$ mais également pour les modes supérieurs $HE_{\pm 21}$. Par conséquent, pour augmenter les largeurs des bandes de circulation des dispositifs bi-bandes [II-1] le choix d'un fonctionnement en zone de champ faible a été fait.

La partie suivante détaille l'effet de différents paramètres sur l'évolution des fréquences de résonance des modes propres en zone de champ faible.

II.2.3. Etude paramétrique

Les fréquences de résonance des modes propres sont influencées par de nombreux paramètres et même si de nombreuses études traitent de leurs variations [II-2], [II-9]–[II-12], aucune d'entre elles n'a essayé d'ajuster les fréquences des modes supérieurs $HE_{\pm 21}$ avec celles des modes fondamentaux $HE_{\pm 11}$.

Grâce au modèle numérique et au programme Matlab décrit dans la partie précédente, l'influence de l'aimantation à saturation, du rayon des disques de ferrite et de la forme du conducteur central ont été étudiées.

II.2.3.1. Influence de l'aimantation à saturation

Les courbes de la Figure II-16 montrent la variation des fréquences de résonance des modes propres dans une cavité en ferrite, en fonction de l'aimantation à saturation.

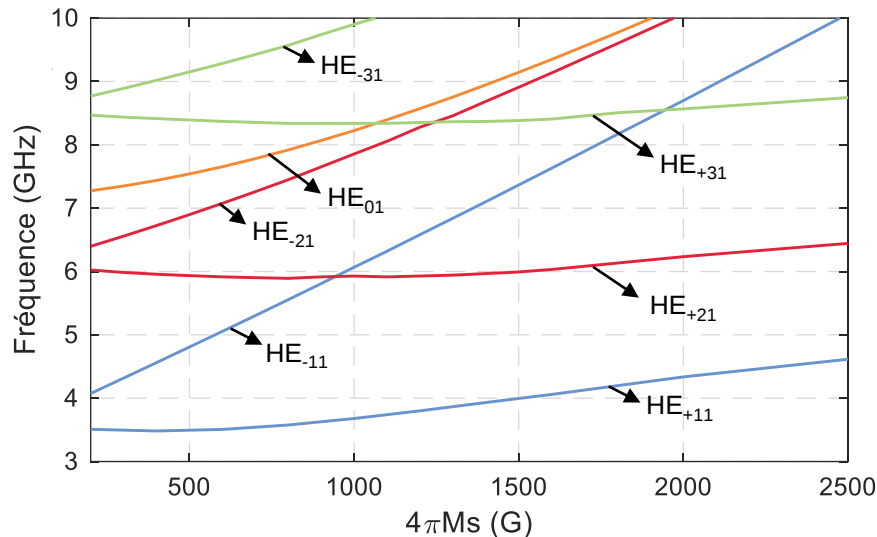


Figure II-16 Fréquences de résonances des modes propres dans une cavité à ferrite calculées en fonction de l'aimantation à la saturation ($4\pi M_s$). Paramètres : $\epsilon_r=14$, $R_{fer}=6.6$ mm, $H_i=51$ kA/m

Ces courbes donnent un premier aperçu de la façon dont les fréquences de résonance des modes propres peuvent être modifiées dans les cavités à ferrite. En effet, en modifiant l'aimantation à saturation (Figure II-16), la configuration des modes supérieurs peut être modifiée. Selon la valeur de l'aimantation à saturation, le mode propre HE_{+31} peut être soit au-dessus des modes $HE_{\pm 21}$, soit intercalé entre eux, soit entre les modes fondamentaux $HE_{\pm 11}$.

L'évolution de ces courbes est en accord avec l'évolution du facteur d'anisotropie en fonction de l'aimantation à saturation. En effet l'équation (II-3) reprend l'expression du facteur d'anisotropie avec $\omega_m = 2\pi\gamma M_s$.

$$\frac{\kappa}{\mu} = \frac{\omega_m}{\frac{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2}{\omega_m} + (\omega_r + j\omega\alpha)} \quad (II-3)$$

En champ faible $\omega_r > \omega$, ce qui implique que $((\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2) > 0$. Ainsi, si l'aimantation à saturation augmente, le facteur d'anisotropie augmente également.

Cette évolution se retrouve dans les résultats de l'étude paramétrique puisqu'en augmentant l'aimantation à saturation, il en résulte une augmentation de l'écart entre les modes + et les modes - d'une même paire de modes contrarotatifs, ce qui signifie que le facteur d'anisotropie a augmenté.

II.2.3.2. Influence du rayon des disques de ferrite

Les fréquences de résonance des modes propres dépendent également du rayon des disques de ferrite. L'influence de ce paramètre sur les fréquences est montrée sur la Figure II-17. Le

rayon modifie les valeurs des fréquences de résonance avec une diminution lorsque sa valeur augmente. Avec la modification du rayon, les fréquences de tous les modes sont impactées, cependant les fréquences des modes supérieurs subissent un écart fréquentiel plus important.

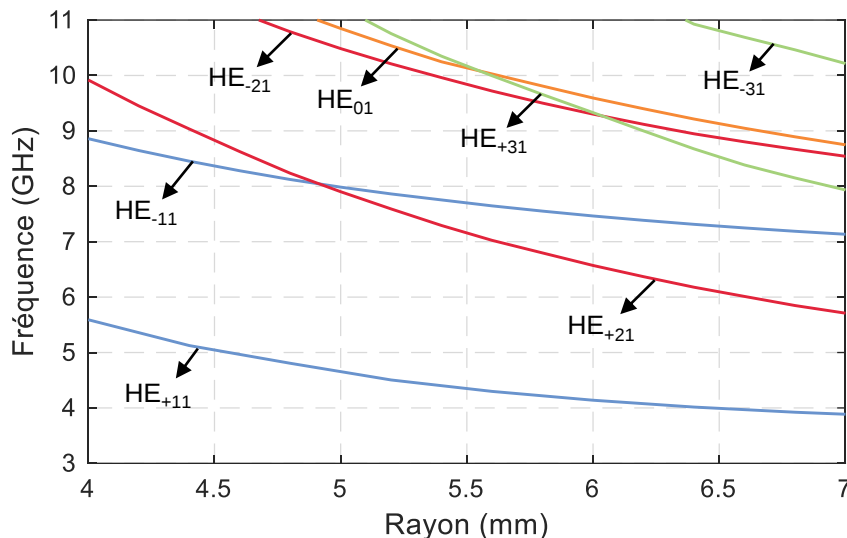


Figure II-17 Fréquences de résonances des modes propres dans une cavité à ferrite calculées en fonction du rayon des disques de ferrite. Paramètres : $\epsilon_r=14$, $4\pi Ms=1450$ G, $H_i=51$ kA/m

Ces premières études montrent que les fréquences des modes ne sont pas figées les unes par rapport aux autres mais peuvent bien être modifiées. En effet, les modifications du rayon, de l'aimantation et du champ magnétique statique influencent à la fois les valeurs des fréquences de résonance et le rapport de fréquence entre les paires de modes contrarotatifs fondamentaux et supérieurs. Ce rapport étant responsable de l'écart entre les bandes de fonctionnement d'un circulateur bi-bande, le maîtriser (le réduire ou l'augmenter) est un enjeu majeur.

Pour les circulateurs mono-bande, en zone de champ faible, la méthode de couplage de Bosma [II-7] indique qu'il n'y a pas de solution de largeur de ligne d'accès réaliste qui remplisse les conditions d'impédance à l'interface ferrite/diélectrique si le diélectrique est de l'air. Pour réduire cette impédance il est possible d'ajouter un diélectrique autour du ferrite ou de modifier la topologie du conducteur central. En effet, jusque-là le conducteur central considéré a toujours été un disque de même diamètre que les disques de ferrites. En le modifiant et en prenant une forme avec une surface métallisée plus faible que celle du disque de même diamètre, l'impédance des lignes nécessaires au couplage sera inférieure et il sera possible de coupler la structure sans ajouter de diélectrique.

La modification de ce conducteur a également pour conséquence le rapprochement des modes + et - [II-2]. Avec un rapprochement important il est possible d'éloigner suffisamment les modes supérieurs $HE_{\pm 21}$ de la paire de modes fondamentaux et ainsi d'obtenir une fonction de circulation mono-bande en champ faible en utilisant les modes fondamentaux $HE_{\pm 11}$, sans qu'ils ne soient perturbés par les modes supérieurs.

Afin de ne pas avoir à utiliser de diélectrique autour du ferrite, il a été choisi de modifier le conducteur central. Ce changement s'accompagne par une modification des modes propres de la structure résonante et donc de leurs fréquences de résonances. La partie suivante

s'applique donc à étudier les fréquences des modes propres des résonateurs à ferrites à conducteurs centraux modifiés.

II.2.3.3. Influence de la géométrie du conducteur central

Dans la littérature et dans l'industrie plusieurs formes de conducteurs centraux existent. Parmi les plus usuelles, il est possible de trouver les configurations Y et Y avec stubs [II-12]–[II-14].

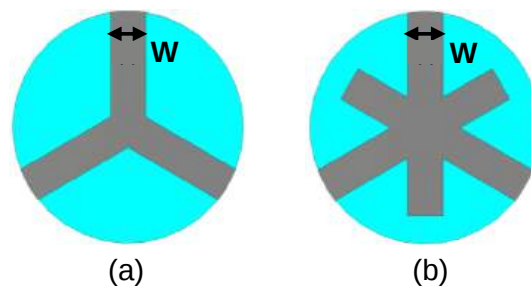


Figure II-18 Conducteur central Y (a) et Y avec stubs (b)

• Etude du conducteur central en Y

Une première étude sur la géométrie Y, la plus simple, a été réalisée. L'influence de la largeur W (Figure II-18(a)) de la ligne du Y telle que représentée sur la Figure II-19 est étudiée en reprenant le modèle numérique à sonde magnétique (Figure II-20) simulé sur logiciel EM et les abaques sont tracés grâce au même programme Matlab que pour les parties précédentes (Figure II-13). Pour prendre en compte un conducteur central Y, le disque a simplement été remplacé par un Y dans le modèle 3D (Figure II-20). Les extrémités des lignes du conducteur ont été placées en face des sondes magnétiques.

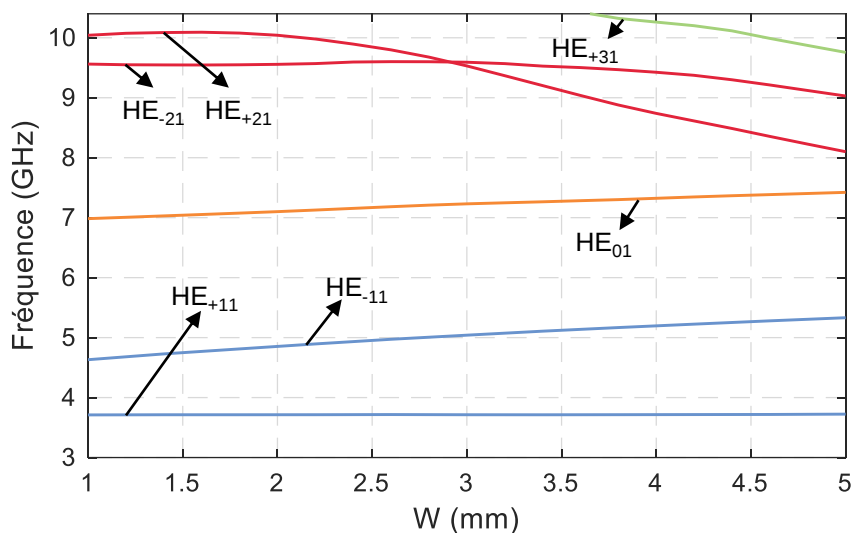


Figure II-19 Fréquences de résonances des modes propres dans une cavité à ferrite calculées en fonction de la largeur de ligne W d'un conducteur central Y. Paramètres : $\epsilon_r=14$, $4\pi M_s=1450$ G, $H_i=51$ kA/m et $R_{fer}=6.6$ mm

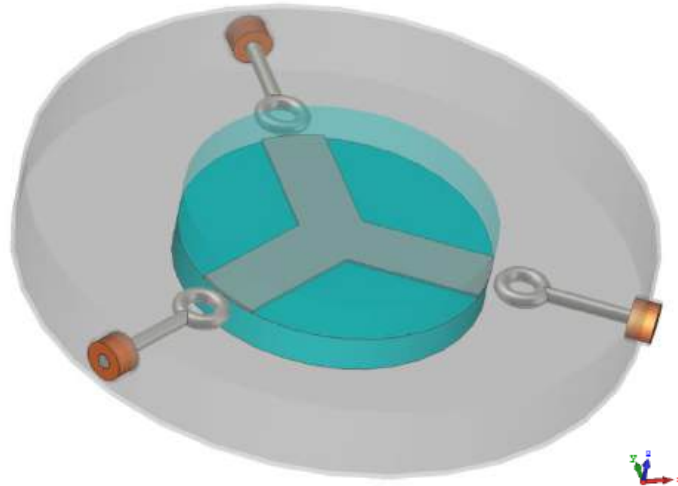


Figure II-20 *Modèle numérique à sondes magnétiques avec conducteur central Y*

Pour interpréter ces résultats deux grandeurs sont définies. La première est l'écart de fréquence entre la paire de modes fondamentaux $HE_{\pm 11}$ et la paire de modes supérieurs $HE_{\pm 21}$, elle est notée $\Delta f_2/f_1$ et est définie par la relation (II-4).

$$\frac{\Delta f_2}{f_1} = \frac{f_{HE+21} + f_{HE-21}}{2} - \frac{f_{HE+11} + f_{HE-11}}{2} \quad (II-4)$$

La seconde grandeur est l'écart entre les modes à polarisation positive et négative, elle est notée $\Delta f_+/f_-$ et est définie par la relation (II-5).

$$\frac{\Delta f_+}{f_-} = f_{HE+nm} - f_{HE-nm} \quad (II-5)$$

Plusieurs conclusions peuvent être déduites des courbes présentées sur la Figure II-19 :

- La largeur W a une influence plus grande sur les modes supérieurs que sur les fondamentaux. En effet, avec de faibles valeurs de W (moins de 1.5 mm), l'écart de fréquence $\Delta f_2/f_1$ entre les modes propres $HE_{\pm 11}$ et $HE_{\pm 21}$ est supérieur à 5 GHz, alors qu'avec des valeurs plus élevées de W , $\Delta f_2/f_1$ est inférieur à 3 GHz.

- Une inversion de l'ordre d'apparition des modes $HE_{\pm 21}$ se produit lorsque $W=3$ mm. En effet, au-delà de cette largeur, le mode HE_{-21} apparaît avant le mode HE_{+21} alors que pour des largeurs de lignes plus étroites, le mode HE_{+21} apparaît avant le HE_{-21} . Cet ordre d'apparition est d'une grande importance puisque dans la partie suivante, il sera montré qu'il définit la direction de circulation.

- **Etude du conducteur central Y avec stubs**

Après le conducteur central Y, la topologie Y avec stubs présentée sur la Figure II-18(b) est étudiée en fonction de la largeur des lignes W du conducteur central. La Figure II-21 montre la dépendance en fréquence des modes avec la modification de cette largeur.

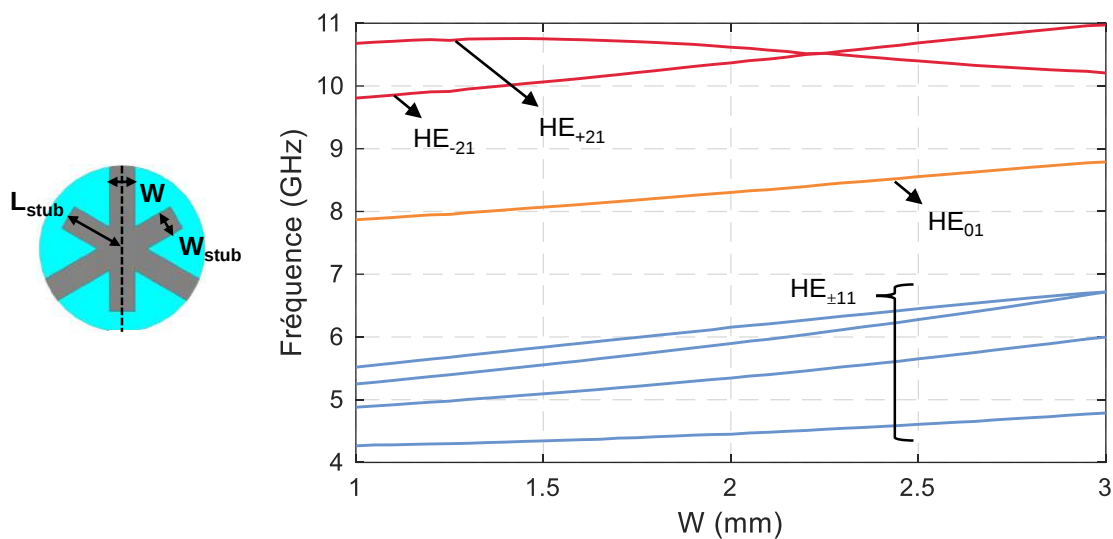


Figure II-21 Fréquences de résonances des modes propres dans une cavité à ferrite calculées en fonction de la largeur de ligne W d'un conducteur central Y avec stubs.

Paramètres : $\epsilon_r=14$, $4\pi M_s=1450$ G, $H_i=51$ kA/m, $R_{fer}=6.6$ mm, $L_{stub}=6.2$ mm et $W_{stub}=W$

Pour ce conducteur central, les mêmes phénomènes sont retrouvés. En effet, le rapport $\Delta f_2/f_1$ entre les paires de modes varie et l'ordre d'apparition des modes supérieurs dépend de la valeur de W . Le mode supérieur HE_{-21} apparaît en premier pour des largeurs de lignes W inférieures à 2.2 mm tandis que c'est le mode HE_{+21} qui est en premier pour des largeurs de lignes supérieures.

Une caractéristique de ce conducteur est l'apparition de nouveaux modes autour de la bande des basses fréquences. Ces modes proviennent d'un changement du signe de la perméabilité effective combiné à la présence de stubs. Un mode est proche du mode HE_{+11} tandis que l'autre est similaire au mode HE_{-11} . Ces modes sont proches des modes fondamentaux puisque leur cartographie montre une variation azimutale ($n = 1$) et une variation radiale ($m = 1$). Ainsi, pour simplifier la classification, ils ont été référencés comme les modes HE_{-11} et HE_{+11} .

II.2.3.4. Synthèse de l'étude paramétrique

L'étude modale basée sur la méthode numérique a montré que plusieurs paramètres influencent les fréquences des modes propres. Le Tableau II-1 résume les résultats de ces études modales. L'évolution du rapport entre les paires de modes $HE_{\pm 11}$ et $HE_{\pm 21}$ est représentée par la grandeur $\Delta f_2/f_1$. Le paramètre $\Delta f_+/f_-$ indique la variation de l'écart de fréquence entre les modes contrarotatifs positifs et négatifs. La dernière colonne correspond à la possibilité de modifier l'ordre d'apparition des modes supérieurs.

Ce tableau permet d'identifier les paramètres à modifier en fonction des fréquences des modes propres attendues, qui sont directement liées aux fréquences de fonctionnement du circulateur. En effet, le fonctionnement du circulateur et ses performances seront régis par ces modes. Cela sera discuté dans le paragraphe suivant, qui reliera l'analyse des modes propres à l'étude électromagnétique.

Paramètre	$\Delta f_2/f_1$	$\Delta f_+/f_-$	Modification de l'ordre des modes supérieurs
Augmentation du $4\pi Ms$			Non
Augmentation de H_i (en champ faible)			Non
Augmentation du rayon			Non
Augmentation de W (conducteur Y avec stubs)			Oui

Tableau II-1 Influence des paramètres intrinsèques et géométriques sur les fréquences de résonances des modes propres dans les cavités à ferrite

II.2.4. Configuration de deux résonateurs à ferrite

Un des premiers objectifs de la thèse est de pouvoir choisir de manière quasi-indépendante les deux fréquences de fonctionnement d'un circulateur bi-bande. Ces fréquences de circulations peuvent être approximées par la moyenne des fréquences des modes positifs et des modes négatifs. Les fréquences centrales des premières et secondes bandes de circulations seront notées f_1 et f_2 et approximées par les relations :

$$f_1 = \frac{f_{HE+11} + f_{HE-11}}{2} \quad (II-6)$$

$$f_2 = \frac{f_{HE+21} + f_{HE-21}}{2} \quad (II-7)$$

La circulation étant liée aux modes propres, changer leurs fréquences et leur ordre influencera le phénomène de circulation. L'analyse modale précédente nous a permis d'identifier les paramètres influençant les fréquences de résonance des modes propres.

De plus, pour comprendre l'influence de l'ordre d'apparition des modes sur les paramètres électromagnétiques, l'étude modale du conducteur central Y avec stubs de la Figure II-21 a été reprise. Cette étude a montré une inversion de l'ordre d'apparition des modes supérieurs en utilisant une largeur de ligne $W=2.2$ mm. Avec des lignes plus étroites c'est le mode HE_{-21} qui possède la fréquence de résonance la plus faible tandis qu'en utilisant des lignes plus larges c'est le mode HE_{+21} qui apparaît en premier.

De ces résultats, deux résonateurs ont été choisis : le premier avec des largeurs de lignes de 1.5 mm et le second de 2.8 mm. Les deux résonateurs sont donc identiques en termes de dimensions (rayons et hauteurs des disques), d'aimantation à saturation, de permittivité et ils sont polarisés avec un champ magnétique interne identique. Dans ce cas, seule la géométrie du conducteur central change puisque le premier aura une largeur de ligne de 1.5 mm et le second présentera une ligne de 2.8 mm de large.

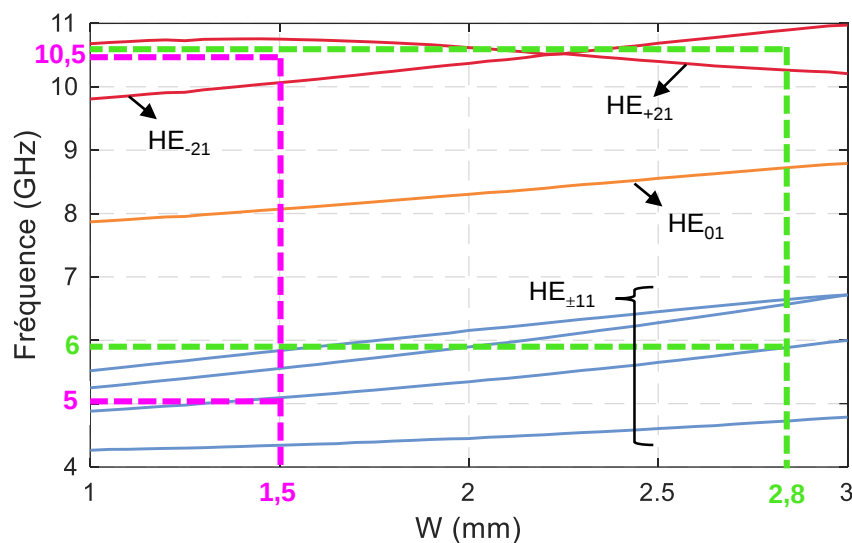


Figure II-22 Fréquences de résonances des modes propres dans une cavité à ferrite calculées en fonction de la largeur de ligne W d'un conducteur central Y avec stubs.

Paramètres : $\epsilon_r=14$, $4\pi Ms=1450$ G, $H_i=51$ kA/m, $R_{fer}=6.6$ mm, $L_{stub}=6.2$ mm et $W_{stub}=W$

La Figure II-22 reprend les résultats de l'étude modale présentée sur la Figure II-21 et met en évidence les deux largeurs de ligne W identifiées. En considérant les futures fréquences de fonctionnement définies par les expressions (II-6) et (II-7), les fréquences de circulation attendues pour le premier résonateur choisi ($W=1.5$ mm) sont autour de 5 GHz et de 10.5 GHz. Elles sont autour 6 GHz et de 10.5 GHz pour le second résonateur étudié, pour lequel la largeur des lignes d'accès est de 2.8 mm. Ces deux résonateurs présentent un ordre d'apparition des modes supérieurs $HE_{\pm 21}$ différent, ce qui entraînera l'inversion de la direction de circulation des circulateurs correspondant.

Ainsi, ces deux résonateurs conduisent à la conception de deux circulateurs avec des conditions de fonctionnement différentes (uni- et bi-directionnel), ces dispositifs et leur conception sont décrits dans la partie suivante.

II.3. Conception d'un circulateur bi-bande unidirectionnel

Dans cette partie, les résonateurs à ferrite et les conducteurs centraux définis précédemment sont utilisés pour concevoir deux circulateurs différents. Le champ magnétique statique interne au ferrite est de 51 kA/m et l'aimantation à saturation du matériau défini est de 1450 G. Le ferrite Y215 de chez Temex Exxelia [II-15] a donc été choisi et sa permittivité relative est de $14 \pm 5\%$ (selon les données du constructeur).

L'étude modale précédente montre que ce premier circulateur est attendu avec un fonctionnement unidirectionnel et des phénomènes de circulation autour de 5 GHz et 10.5 GHz.

II.3.1. Couplage du résonateur

Le circulateur étudié a un conducteur central Y avec stubs dont les largeurs de lignes sont de 1.5 mm comme défini sur la Figure II-22. En utilisant la méthode à sondes magnétiques précédente pour les résonateurs découplés, les fréquences des modes propres sont

calculées. Les résultats présentés sur la Figure II-23 montrent que chaque pic de $|S_{11}|$ correspond aux modes propres présentés à la Figure II-22.

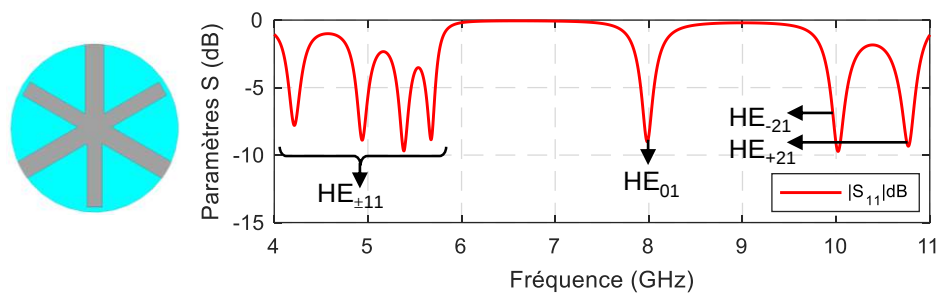


Figure II-23 Conducteur central Y avec stubs avec $W=1.5$ mm et paramètres S simulés du résonateur à ferrite découplé

Comme indiqué précédemment, les modes propres fondamentaux $HE_{\pm 11}$ sont situés autour de 5 GHz et les modes supérieurs sont autour de 10.5 GHz. Dans cette configuration, le mode HE_{-21} apparaît en premier et donc avant le mode HE_{+21} .

La définition des paramètres géométriques et intrinsèques de ce résonateur n'est pas suffisante pour obtenir une fonction de circulation, car dans le cas présenté sur la Figure II-23, les modes ne sont pas couplés. Pour coupler les modes contrarotatifs, des méthodes analytiques sont disponibles pour des conducteurs centraux de type disque [II-16], [II-17] et pour des conducteurs complexes tels que les Y avec stubs [II-14]. Cependant, ces méthodes de couplage ne traitent que des modes fondamentaux pour obtenir des circulateurs mono-bande.

L'objectif ici étant d'obtenir un fonctionnement bi-bande en couplant simultanément les modes fondamentaux et supérieurs, ces méthodes ne peuvent pas être utilisées. Par conséquent, ce chapitre présente une méthode numérique (paramétrique) faite avec le logiciel de simulation électromagnétique CST MWS. Une méthode analytique, plus complexe mais aussi plus fiable a été développée par la suite et fera l'objet d'un chapitre à part entière.

L'étude paramétrique faite ici consiste à ajouter des lignes d'accès triplaques de largeur S à l'extérieur du résonateur à ferrite pour compléter la jonction comme le présente la Figure II-24.

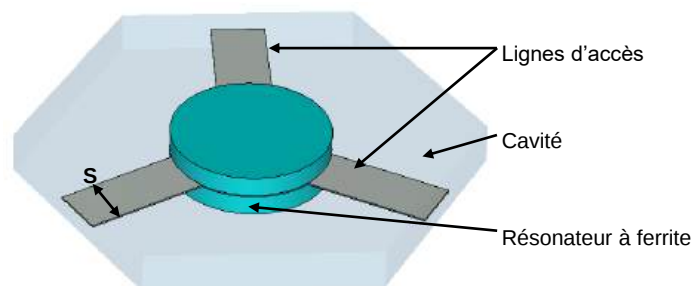


Figure II-24 Modèle simplifié de circulateur

C'est la largeur S de ces lignes d'accès triplaques qui ajuste le niveau de couplage des modes. Pour déterminer la largeur de la ligne permettant le couplage idéal des modes fondamentaux et supérieurs simultanément, une étude paramétrique est réalisée et présentée sur la Figure II-25.

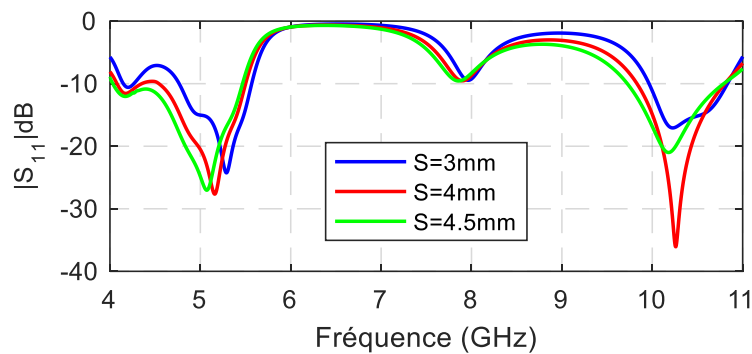


Figure II-25 Simulations EM du modèle de la Figure II-24 avec le conducteur central de la Figure II-23 et pour différentes largeurs de ligne

Cette figure montre que la largeur de la ligne triplaque qui permet le couplage simultané de la première et de la deuxième bande avec une adaptation de 20 dB est $S=4$ mm. La hauteur de la ligne étant fixée par la hauteur des disques de ferrites, la ligne de 4 mm de large a une impédance caractéristique de 50Ω . Par conséquent, des connecteurs SMA 50Ω peuvent être directement intégrés et soudés aux lignes d'accès sans avoir à passer par un transformateur d'impédance.

II.3.2. Etude magnétostatique

A ce stade de l'étude, le champ magnétique statique interne aux ferrites (H_i) a toujours été considéré comme homogène, uniforme et égal à 51 kA/m. D'un point de vue pratique, le champ magnétique est obtenu par des aimants permanents placés de chaque côté des disques. Le champ émis par ces aimants n'est pas uniforme et est affecté par des effets de bord. Ces effets ont un impact sur la valeur du champ magnétique statique à l'intérieur des disques de ferrite, qui sera ainsi non-uniforme. Une étude magnétostatique [II-2] est donc réalisée pour dimensionner les aimants qui permettront d'obtenir un champ interne H_i , le plus stable possible dans le ferrite et le plus proche possible de la valeur déterminée lors du dimensionnement du résonateur à savoir $H_i=51$ kA/m. Des simulations magnétostatiques sont donc réalisées à l'aide du solveur magnétostatique de CST.

Cette étape de conception [II-2] consiste à choisir les propriétés et les tailles appropriées des aimants permanents en utilisant une procédure itérative. Cette procédure vise à obtenir un champ interne H_i aussi proche que possible de 51kA/m et aussi stable que possible dans tout le ferrite. A chaque itération, H_i est tracé dans plusieurs plans des ferrites. Si les conditions d'uniformité ne sont pas remplies, une autre itération est effectuée avec un rayon et une épaisseur différente jusqu'à l'obtention d'un résultat correct. Le diagramme en ligne présenté sur la Figure II-26 décrit la procédure itérative du dimensionnement des aimants.

Le circulateur complet est modélisé en 3D sous CST, il comporte les éléments du modèle simplifiée de la Figure II-24 soit la ligne triplaque et les deux disques de ferrite. Pour compléter le modèle, un boîtier en aluminium, des connecteurs et des aimants placés au-dessus et au-dessous de la structure sont ajoutés.

La structure est simulée à l'aide du solveur statique de CST et la Figure II-27 présente les niveaux de champ magnétique statique obtenus dans une vue de coupe.

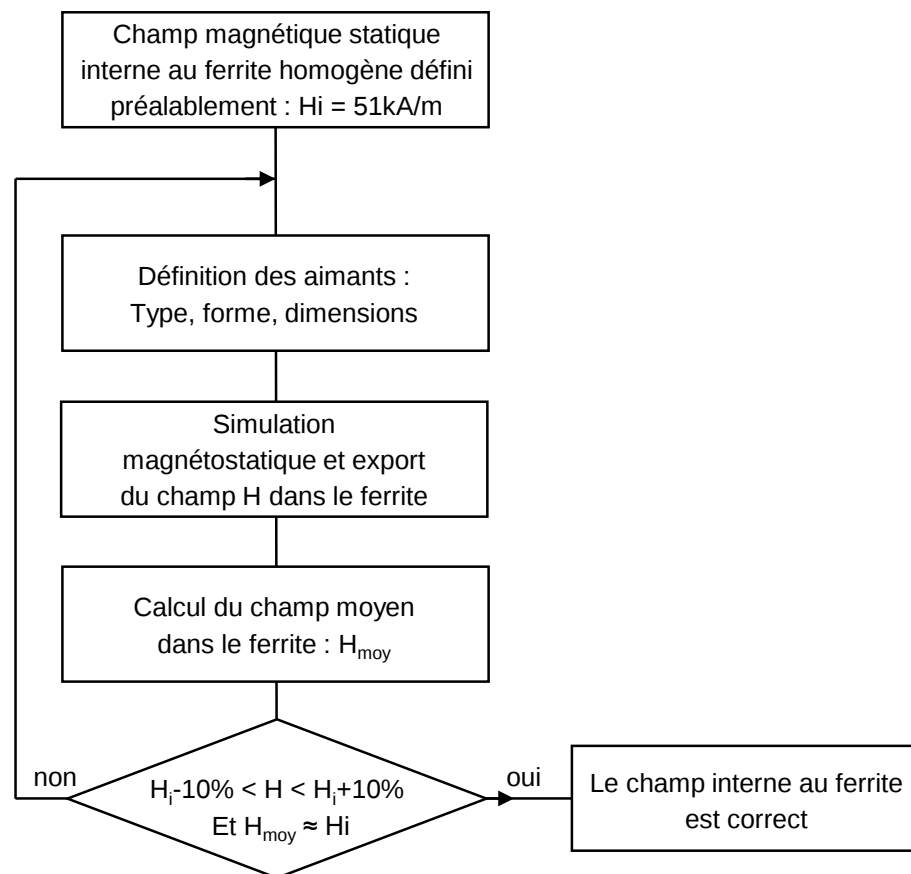


Figure II-26 Diagramme en ligne de la méthode itérative de dimensionnement des aimants

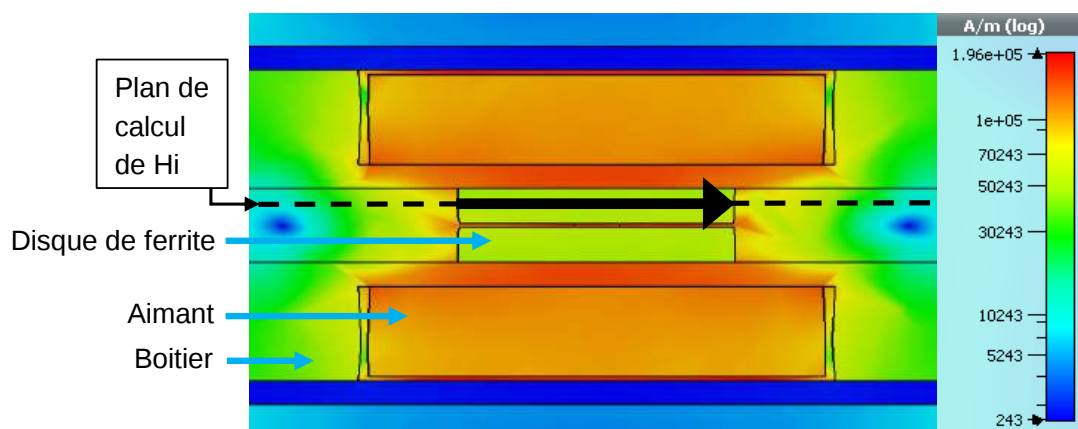


Figure II-27 Champ magnétique statique simulé sous solveur magnétostatique de CST du circulateur de la Figure II-24 avec aimants et boîtier

Les aimants qui ont permis de retrouver une valeur de champ proche de 640 Oe (51 kA/m) et la plus stable possible sont les aimants céramique 8C à base de ferrite dur de Cermag [II-18]. Ce sont des disques de 3.8 mm de hauteur et de 18 mm de diamètre qui possèdent une rémanence de 4300 G et un champ coercitif de 2550 Oe.

La Figure II-28 représente le champ magnétique statique le long d'une droite au centre du ferrite supérieur (Figure II-27). Le champ moyen est de 51.5 kA/m et est compris dans l'intervalle $51\text{ kA/m} \pm 10\%$. Les aimants choisis permettent donc bien d'obtenir un champ stable dans le ferrite et la valeur moyenne du champ est proche de celle de consigne (51 kA/m).

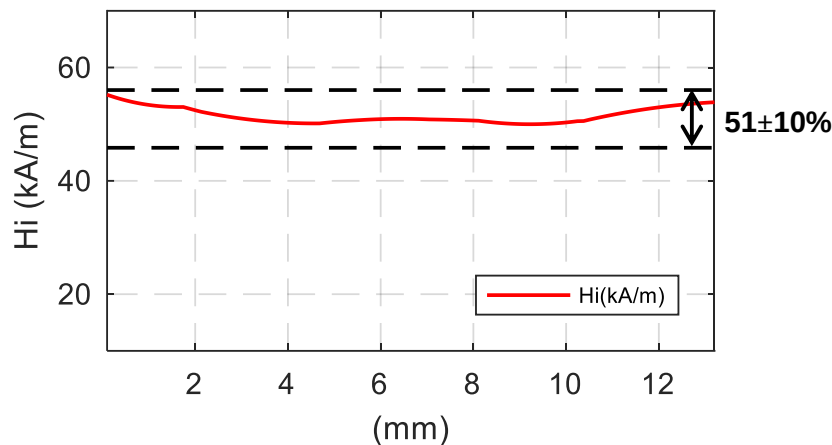


Figure II-28 Champ magnétique statique le long d'une droite au centre du ferrite supérieur (Figure II-27)

II.3.3. Cosimulation magnétostatique/électromagnétique

La dernière étape de conception consiste à faire une cosimulation magnétostatique/électromagnétique (MS-EM). Cette simulation est possible sous CST MWS qui prend en compte le champ magnétique statique généré par les aimants pour calculer les éléments du tenseur de Polder dans le ferrite. Afin de se rapprocher au mieux du dispositif final, la simulation intègre également les connecteurs, les soudures, etc... (Figure II-29).

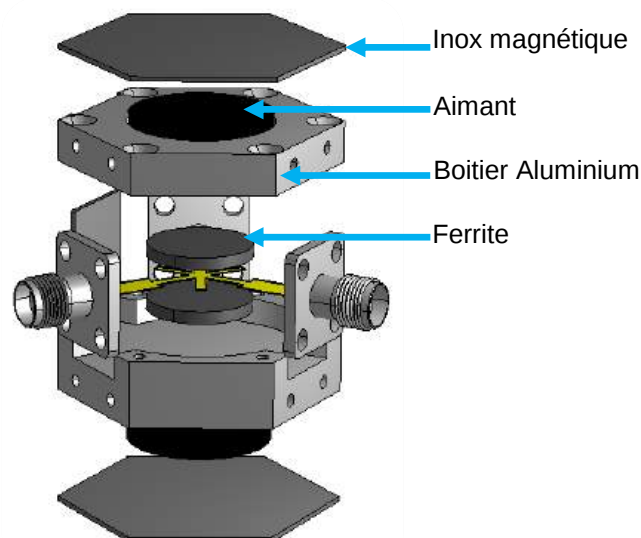


Figure II-29 Modèle complet de circulateur bi-bande à ferrite unidirectionnel

Les résultats des paramètres S de la cosimulation MS-EM sont présentés Figure II-30.

Un phénomène de circulation bi-bande et unidirectionnelle (les deux bandes circulent dans la même direction) autour de 5 GHz et 10,3 GHz avec une bonne isolation (> 20 dB) et de faibles pertes d'insertion (< 0.5 dB) est obtenu. Ces résultats doivent être confirmés par la réalisation et les mesures d'un prototype qui feront l'objet du prochain paragraphe.

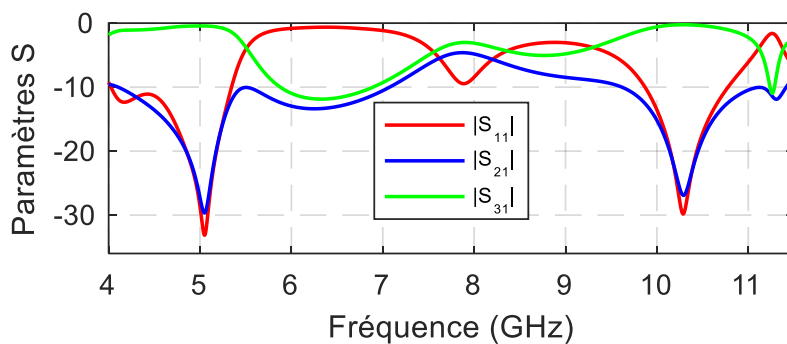


Figure II-30 Paramètres S de la cosimulation MS-EM du modèle Figure II-29

II.3.4. Réalisation et mesures des prototypes

Le prototype de ce circulateur a été réalisé et la Figure II-31 présente une photographie du prototype avec le boîtier ouvert. Les paramètres S ont été mesurés à l'aide d'un analyseur de réseau 4 ports Keysight PNA-X N5242B. La comparaison entre la cosimulation et les mesures est présentée Figure II-32.

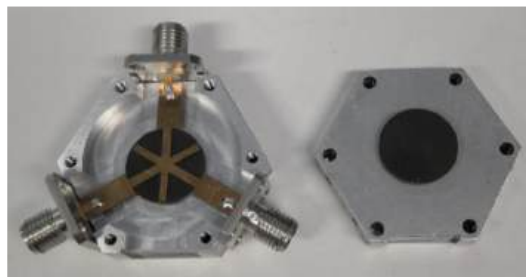


Figure II-31 Prototype du circulateur unidirectionnel

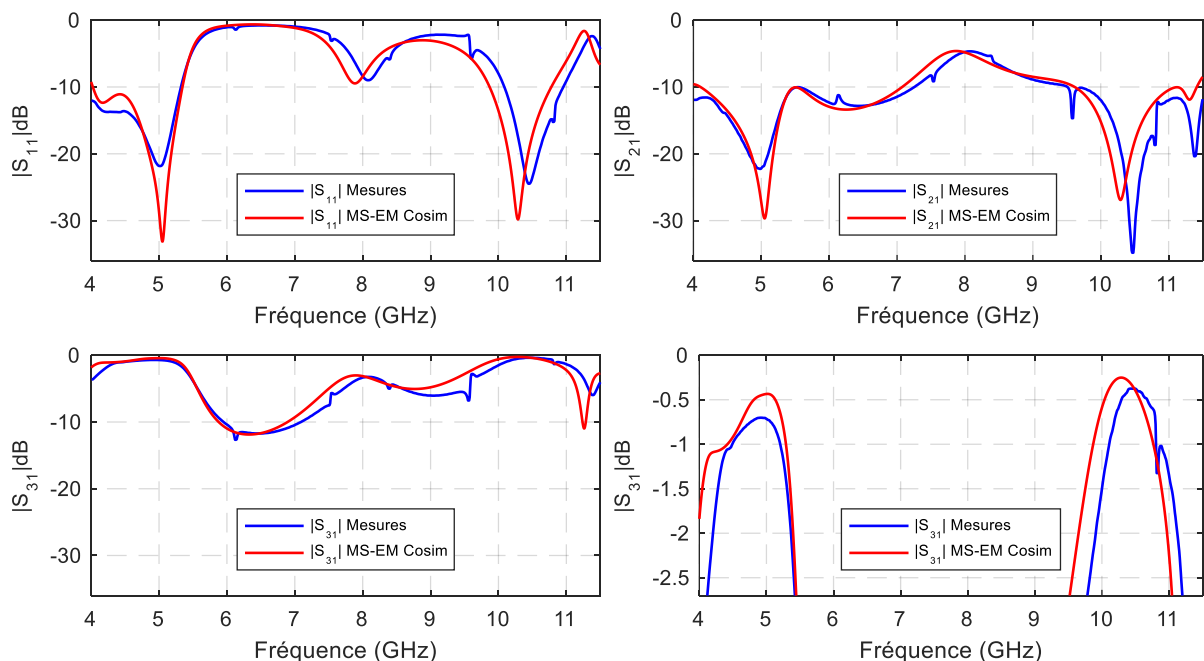


Figure II-32 Paramètres S du circulateur triplaque bi-bande unidirectionnel en champ faible : Cosimulation MS-EM et mesures

Chapitre II. Circulateurs bi-bandes champ faible : Première conception

Les résultats de mesure sont proches de la simulation et présentent bien une direction de circulation unidirectionnelle. L'adaptation et l'isolation sont supérieures à 20 dB sur les bandes de fréquences [4,9 GHz - 5,1 GHz] et [10,3 GHz - 10,6 GHz] avec des pertes d'insertion respectivement inférieures à 0,78 dB et 0,45 dB.

Les erreurs normalisées en fréquences centrales sont de 0.8% pour la première bande et 1.6% pour la deuxième bande entre la mesure et la simulation.

Des retro-simulations ont été réalisées pour retrouver l'origine de ce décalage fréquentiel et c'est en diminuant la permittivité du matériaux ferrite que les résultats les plus proches ont été obtenus. En effet, en passant la permittivité de 14 à 13.4 (les tolérances de $\pm 5\%$ du fabricant de ferrite sont respectées), la fréquence centrale de la seconde bande est augmentée. La Figure II-33 présente une comparaison des paramètres S mesurés avec ceux simulés en utilisant une cosimulation magnétostatique électromagnétique avec une permittivité du ferrite de 13.4 et de 14.

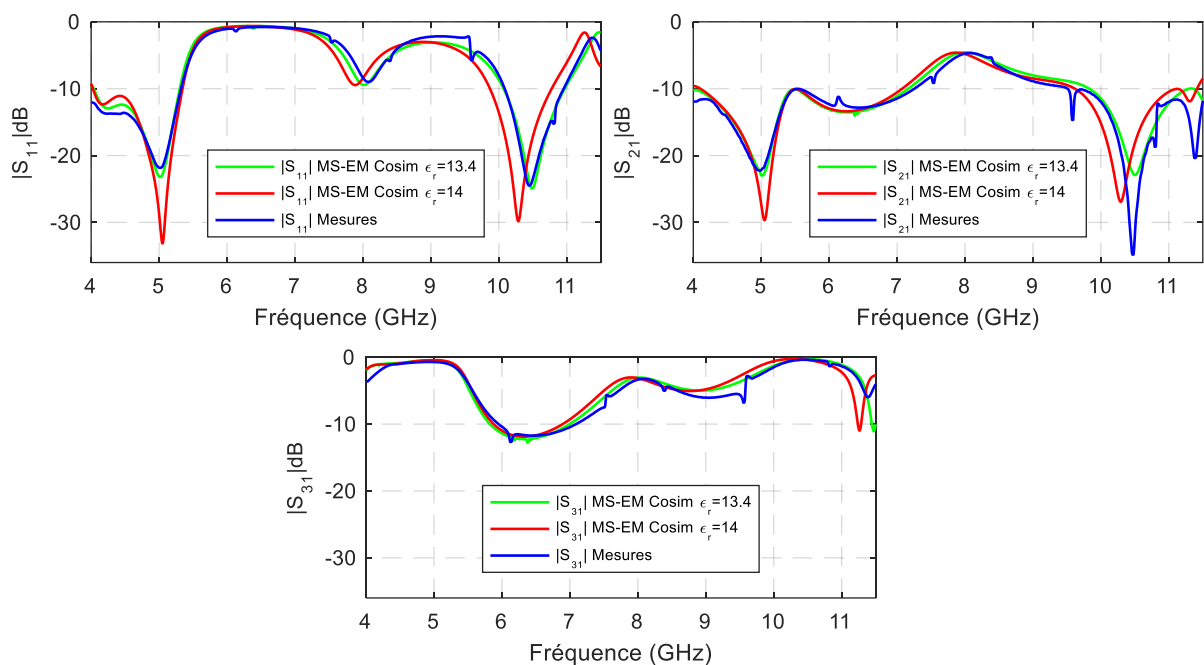


Figure II-33 Paramètres S du circulateur triplaque bi-bande unidirectionnel en champ faible : Cosimulation MS-EM avec une permittivité des ferrites de 13.4 et de 14 et mesures

Les résultats de cosimulation (Figure II-33) avec une permittivité de 13.4 sont plus proches des mesures. Les erreurs en fréquences centrales sont inférieures à 1% pour les deux bandes et les niveaux d'isolation et d'adaptation plus proches qu'en utilisant une permittivité de 14.

Une seconde observation de ces premières mesures est la présence de pics parasites. Des rétro-simulations ont été effectuées et ont montré que ces pics parasites provenaient d'un léger décalage dans l'alignement des deux disques de ferrite. En effet, ces dispositifs étant assemblés à la main, un décalage de quelques dizaines de micromètres peut très facilement se produire lors de l'assemblage.

La Figure II-34 montre une comparaison des paramètres S mesurés et rétro-simulés en utilisant une permittivité de ferrite de 13.4 et en décalant le ferrite supérieur de 0.1 mm en direction du port 2.

Chapitre II. Circulateurs bi-bandes champ faible : Première conception

Ces résultats confirment l'impact du centrage des disques de ferrites sur les performances du circulateur. Les pics parasites sont retrouvés à des fréquences proches de celles mesurées.

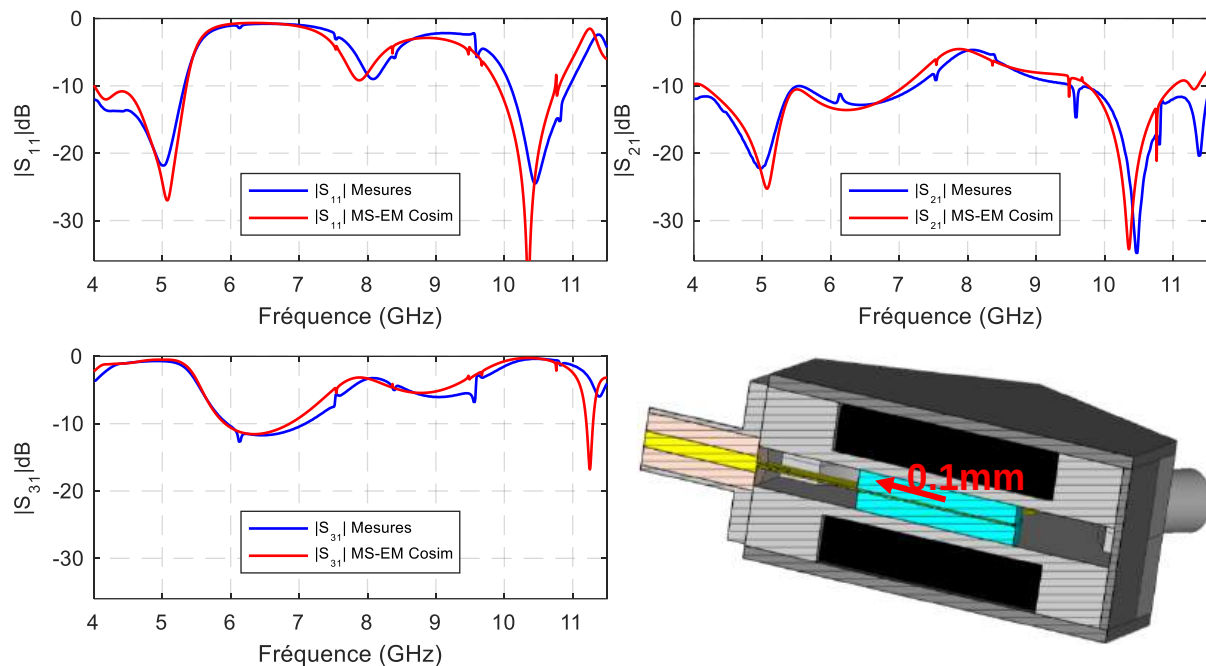


Figure II-34 Paramètres S du circulateur triplaque bi-bande unidirectionnel en champ faible : Mesures et cosimulation MS-EM avec une permittivité des ferrites de 13.4 et le disque de ferrite supérieur décalé de 0.1mm en direction du port 2

Enfin, le Tableau II-2 résume les performances du circulateur réalisé et les compare aux résultats de mesure du circulateur unidirectionnel en champ fort présenté dans la littérature [II-1]. Les bandes passantes (BW) sont données pour une isolation (Iso) et une adaptation (RL) supérieures à 15 dB et à 20 dB.

Circulateur	Champ faible (Figure II-32)		Champ fort [II-1]		[II-19]	[II-19]	[II-20]	[II-21]	[II-22]
Type	Triplaque bi-bande		Triplaque bi-bande		Triplaque mono-bande				
Fréquence centrale	5.0 GHz	10.5 GHz	2.55 GHz	4.40 GHz	4.60 GHz	10.1 GHz	3.8 GHz	12 GHz	7.5 GHz
BW(%) pour Iso > 15dB et RL > 15dB	13.5	5.9	5.8	1.1	NA	NA	NA	NA	>80
BW(%) pour Iso > 20dB et RL > 20dB	4.0	2.9	2.2	0.5	8.7	9.9	26	25	NA

Tableau II-2 Comparaison des performances du circulateur bi-bande en champ faible avec le circulateur unidirectionnel en champ fort de [II-1] et des circulateurs mono-bandes du commerce et de la littérature

Ce tableau montre que l'objectif d'augmenter la largeur de la bande de fréquence de travail pour un circulateur bi-bande est atteint puisque les bandes sont près de deux fois supérieures

pour la première bande et près de six fois supérieures pour la seconde en les comparant au circulateur bi-bande de la littérature [II-1].

Si maintenant la comparaison est faite avec des circulateurs triplaques mono-bandes du commerce [II-19] et de la littérature [II-20]–[II-22], les largeurs de bandes du circulateur bi-bande développé ici restent plus faibles. L'augmentation des largeurs de bandes des circulateurs bi-bandes reste donc un enjeu majeur à ce stade.

II.4. Conception d'un circulateur bi-bande bidirectionnel

Dans ce paragraphe, la conception d'un second circulateur bi-bande est présentée. La partie II.2.4 a montré que l'ordre d'apparition des modes supérieurs $HE_{\pm 21}$ peut être inversé en changeant la largeur du conducteur central Y avec stubs. Ce second circulateur bi-bande fonctionnant en zone de champ faible utilise donc une configuration différente du précédent, lui permettant d'avoir un ordre d'apparition des modes supérieurs différent.

Le résonateur choisi pour ce nouveau circulateur est le second résonateur présenté dans la partie II.2.4. Les disques de ferrites et le champ magnétique statique de polarisation sont donc similaires à ceux du circulateur bi-bande unidirectionnel. La différence réside donc uniquement dans les dimensions des lignes du conducteur central. La largeur des lignes de ce nouveau conducteur est de 2.8 mm contre 1.5 mm pour le précédent.

II.4.1. Couplage du résonateur

Comme pour la conception précédente, les fréquences des modes propres sont obtenues par une simulation EM du résonateur excité à l'aide de sondes magnétiques (Figure II-20). Le paramètre $|S_{11}|$ du résonateur Y avec stubs faiblement excité est présenté Figure II-35.

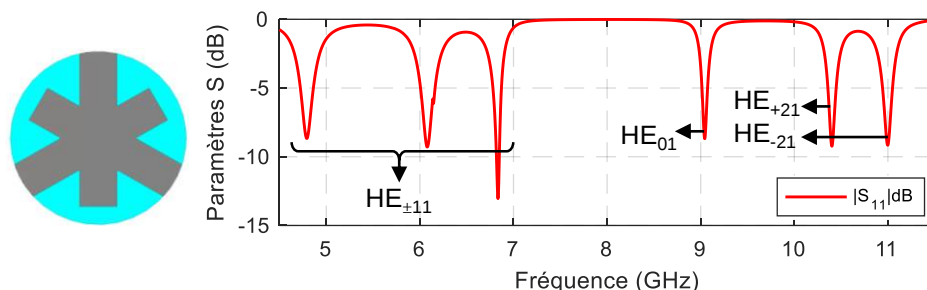


Figure II-35 Conducteur central Y avec stubs avec $W=2.8$ mm et paramètres S simulés du résonateur à ferrite découplé.

Les fréquences de résonance des modes propres, qui correspondent aux fréquences de circulation attendues du circulateur, se situent autour d'une moyenne de 6.1 GHz pour les modes fondamentaux et autour de 10.5 GHz pour les modes supérieurs $HE_{\pm 21}$.

Comme pour le cas précédent, il est nécessaire de coupler simultanément les modes fondamentaux et les modes supérieurs pour obtenir un phénomène de circulation sur les deux bandes de fréquences. Pour cela, des lignes d'accès sont ajoutées et leur largeur S (Figure II-24) est dimensionnée de manière à avoir une adaptation de plus de 20 dB pour chacune des deux sous bandes.

Les lignes d'accès sont dimensionnées à l'aide d'une méthode paramétrique et la Figure II-36 présente le paramètre $|S_{11}|$ en fonction de la fréquence pour plusieurs largeurs de lignes d'accès.

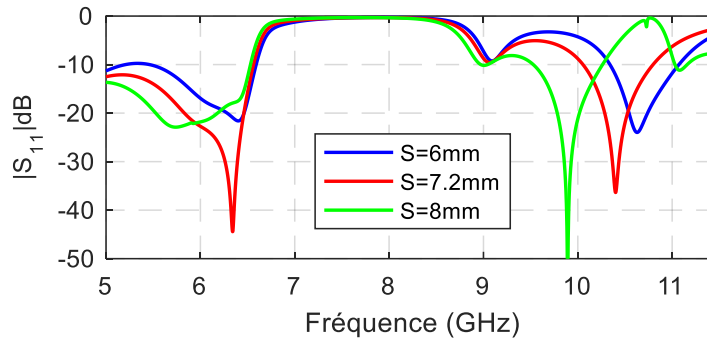


Figure II-36 Simulations EM du modèle de la Figure II-24 avec le conducteur central de la Figure II-35 et pour différentes largeurs de ligne

Un phénomène de circulation avec une isolation supérieure à 20 dB apparaît simultanément sur les deux bandes de fréquence lorsque $S=7,2$ mm (Figure II-36).

Cette ligne, en topologie triplaque, de 7.2 mm de large pour une hauteur totale de 3.12 mm, possède une impédance caractéristique de 32Ω . Pour connecter le dispositif à des connecteurs SMA de 50Ω , il est nécessaire d'utiliser un étage d'adaptation. Le circuit d'adaptation de 32Ω vers 50Ω doit être valide autour des deux fréquences de circulation (6.1 GHz et 10.5 GHz), il n'est donc pas possible d'utiliser un simple tronçon quart d'onde.

Une méthode d'adaptation bi-bandes est présentée par S.F.Orfanidis dans l'article [II-23]. Le circuit d'adaptation proposé est constitué de deux sections de lignes comme présenté sur la Figure II-37.

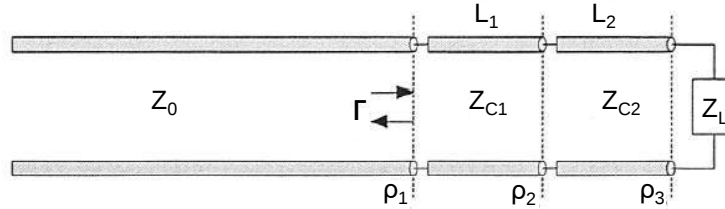


Figure II-37 Transformateur d'impédance à deux sections [II-23]

Les longueurs L_1 et L_2 des deux tronçons de lignes correspondent à une longueur $\lambda_0/4$ avec λ_0 la longueur d'onde calculée en utilisant la fréquence moyenne f_0 entre $f_1=6.1$ GHz et $f_2=10.5$ GHz, soit $f_0=8.3$ GHz.

Grâce aux développements de [II-23] il est possible de calculer les impédances caractéristiques des deux tronçons qui permettront une adaptation de $Z_L=32 \Omega$ à $Z_0=50 \Omega$. Les expressions (II-8) et (II-9) permettent de calculer les impédances Z_{c1} et Z_{c2} .

$$Z_{c1} = \sqrt{\frac{Z_0}{2t_1^2} \left[Z_L - Z_0 + \sqrt{(Z_L - Z_0)^2 + 4t_1^4 Z_L Z_0} \right]} \quad (\text{II-8})$$

$$Z_{c2} = \frac{Z_L Z_0}{Z_{c1}} \quad (\text{II-9})$$

$$\text{Et } t_1 = \tan\left(\frac{\pi f_1}{2 f_0}\right)$$

Les propriétés des lignes d'accès ainsi calculées sont $L_1=L_2=9.15$ mm, $Z_{c1} = 44 \Omega$ et $Z_{c2} = 36 \Omega$. Dans notre configuration, des impédances caractéristiques de 44Ω et 36Ω

Chapitre II. Circulateurs bi-bandes champ faible : Première conception

correspondent respectivement à des largeurs de ligne de 4.9 mm et de 6.2 mm. Le circuit d'adaptation obtenu est présenté Figure II-38.

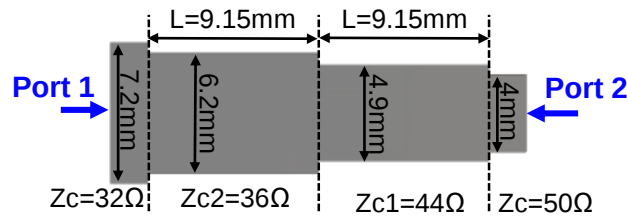


Figure II-38 Modèle numérique du transformateur d'impédance bi-bande à deux sections $\lambda/4$

Ce circuit est simulé à l'aide du solveur fréquentiel de CST MWS avec les ports 1 et 2 chargés par l'impédance caractéristique des lignes auxquelles ils sont reliés. Le port 1 est donc chargé par 32 Ω et le port 2 par 50 Ω . Pour prendre en compte les pertes métalliques engendrées par les longueurs de lignes de ce dispositif d'adaptation, une conductivité de 1.2×10^7 S/m a été choisie. Les résultats en paramètres S sont présentés Figure II-39.

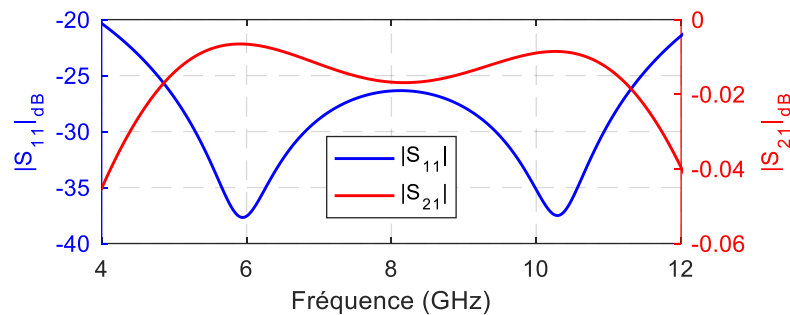


Figure II-39 Paramètres S du transformateur bi-bande à deux sections $\lambda/4$ simulé sous CST MWS

Les résultats de simulations de la Figure II-39 montrent les très faibles pertes engendrées par le dispositif puisqu'à 6.1 GHz elles sont de 0.007 dB et égales à 0.009 dB à 10.5 GHz. Comme ces pertes sont très faibles, elles ne sont pas significatives par rapport aux pertes d'un circulateur.

Ce transformateur est intégré à la structure du circulateur. Les paramètres S de simulation EM du modèle simplifié de circulateur couplé à l'aide des transformateurs bi-bandes sont présentés à la Figure II-40 et le modèle 3D à la Figure II-41.

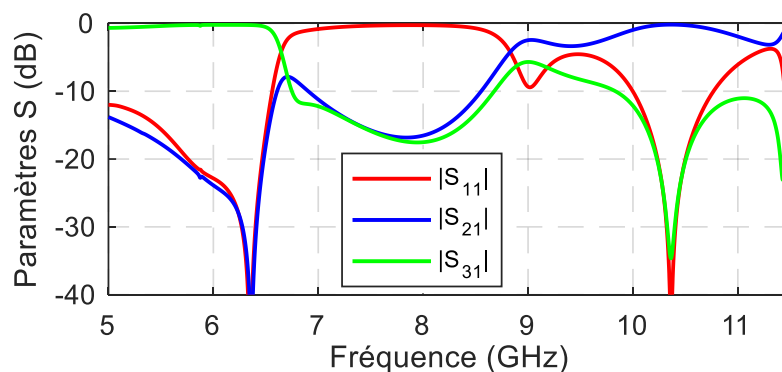


Figure II-40 Paramètres S du modèle de circulateur Figure II-41 simulé en champ magnétique statique homogène

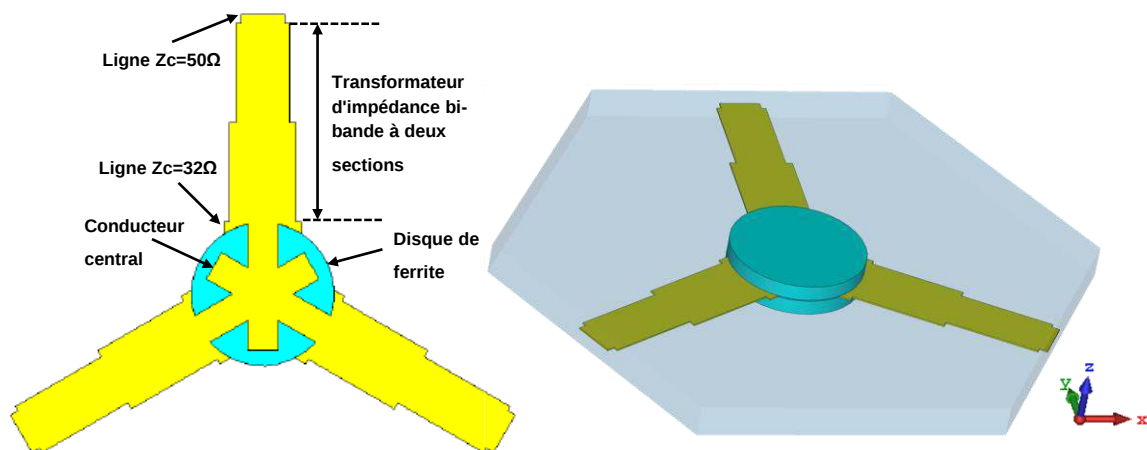


Figure II-41 *Modèle CST MWS de résonateur à ferrite couplé et adapté à l'aide d'un transformateur bi-bande*

Les résultats de simulation de la structure couplée et adaptée présentent un phénomène de circulation sur deux bandes de fréquences. Ainsi, à 6.1 GHz le circulateur est passant du port 1 vers le port 3 et à 10.5 GHz du port 1 vers le port 2, c'est donc un circulateur bidirectionnel.

Avant de réaliser le prototype de ce circulateur et de la même manière que pour le circulateur précédent, une étude magnétostatique a été réalisée afin de dimensionner les aimants. La partie suivante présente cette étude.

II.4.2. Etude magnétostatique

Les simulations de la Figure II-40 ont été réalisées en considérant un champ homogène dans le ferrite alors qu'en réalité le champ magnétique statique qui polarise les ferrites provient d'aimants placés de part et d'autre de la structure.

De plus, des boîtiers en aluminium ont été intégrés pour fermer la cavité et maintenir les disques de ferrites. Les lignes d'accès étant plus grandes que pour le circulateur précédent, le boîtier et les capots en inox magnétique sont donc également plus grands. Or l'inox magnétique confine le champ magnétique statique à l'intérieur de la structure, le champ interne au ferrite est donc plus important en utilisant les mêmes aimants que précédemment.

L'objectif étant d'obtenir le même champ magnétique statique interne au ferrite de 51 kA/m (640 Oe), il a donc été nécessaire de redimensionner les aimants et d'en choisir des plus faibles. Les aimants choisis sont des disques du même ferrite céramique que les précédents, les 8C de CERMAG [II-18], mais avec des dimensions plus faibles. Le diamètre est de 16 mm et la hauteur de 3.7 mm.

Le champ magnétique statique au centre du ferrite supérieur (Figure II-27) est tracé suivant son rayon sur la Figure II-42.

Le champ magnétique statique moyen le long de la droite au centre du ferrite supérieur est proche des 51 kA/m visé puisqu'il est égal à 52.1 kA/m. De plus les variations dans le disque de ferrite sont faibles et seul le champ à la périphérie du ferrite est légèrement supérieur à 10% de la valeur de consigne (il atteint 58 kA/m).

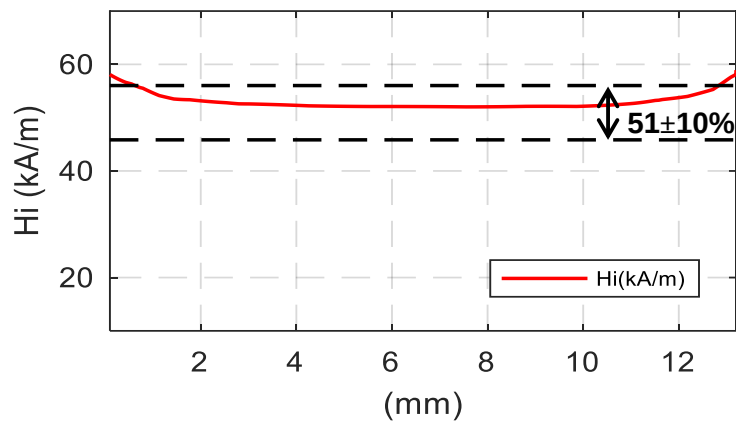


Figure II-42 *Champ magnétique statique le long d'une droite au centre du ferrite supérieur*

La partie suivante présente une cosimulation magnétostatique/électromagnétique prenant en compte ces variations de champ magnétique statique dans le ferrite.

II.4.3. Cosimulation magnétostatique/électromagnétique

Les étapes précédentes ont permis de dimensionner le circulateur et tous les éléments qui le composent (la piste métallique, les ferrites et les aimants). De la même manière que pour le circulateur précédent une cosimulation MS/EM est réalisée afin de vérifier le bon fonctionnement du circulateur malgré la non-uniformité du champ interne au ferrite. Cette étape permet également de prendre en compte un modèle plus complet, puisqu'il intègre maintenant le boîtier et les trois connecteurs SMA. Ce modèle complet est présenté sur la Figure II-43.

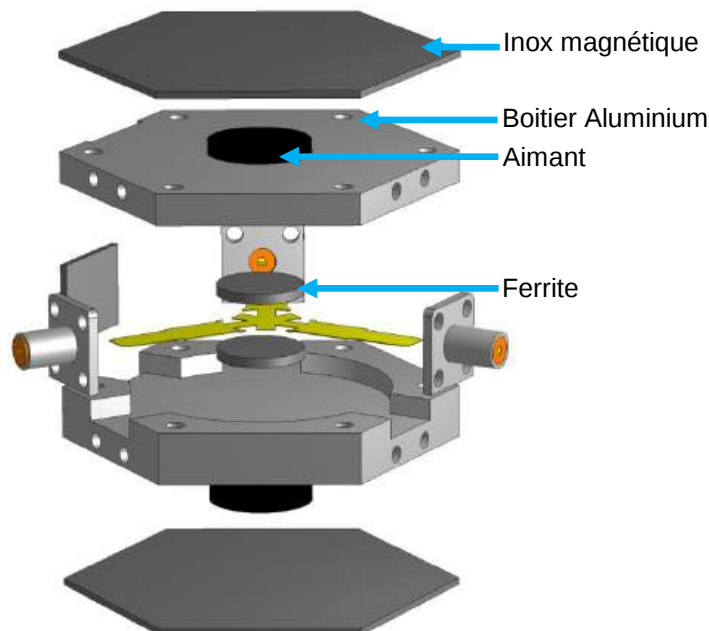


Figure II-43 *Modèle complet de circulateur bi-bande à ferrite bidirectionnel*

Les résultats de cosimulation MS/EM de la structure complète de la Figure II-43 sont présentés sur la Figure II-44.

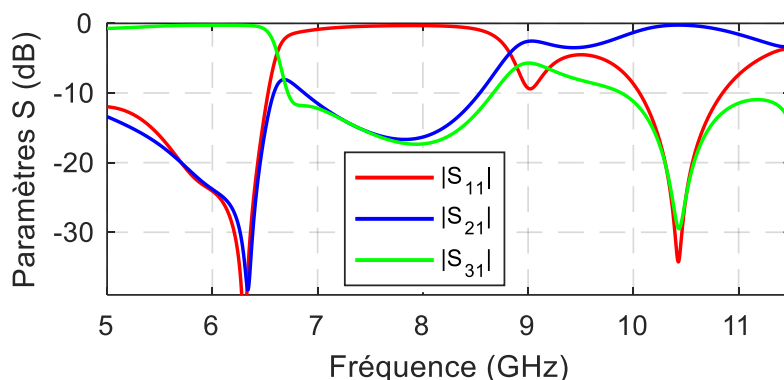


Figure II-44 Paramètres S de la cosimulation MS-EM du modèle Figure II-43

Les résultats de cosimulation MS/EM de la Figure II-44 montrent un phénomène de circulation bidirectionnel aux fréquences de 6.1 GHz et 10.5 GHz. Les résultats de cette simulation sont très proches de ceux du modèle simplifié où le champ magnétique statique interne au ferrite était considéré comme homogène (Figure II-40). Afin de valider ces résultats par la mesure, un prototype a été réalisé et est présenté dans la partie suivante.

II.4.4. Réalisation et mesures des prototypes

Le prototype du circulateur bidirectionnel a été réalisé et mesuré à l'aide d'un analyseur de réseau 4 ports Keysight PNA-X N5242B. Les résultats en paramètres S sont présentés sur la Figure II-45 et une photographie du dispositif ouvert à la Figure II-46.

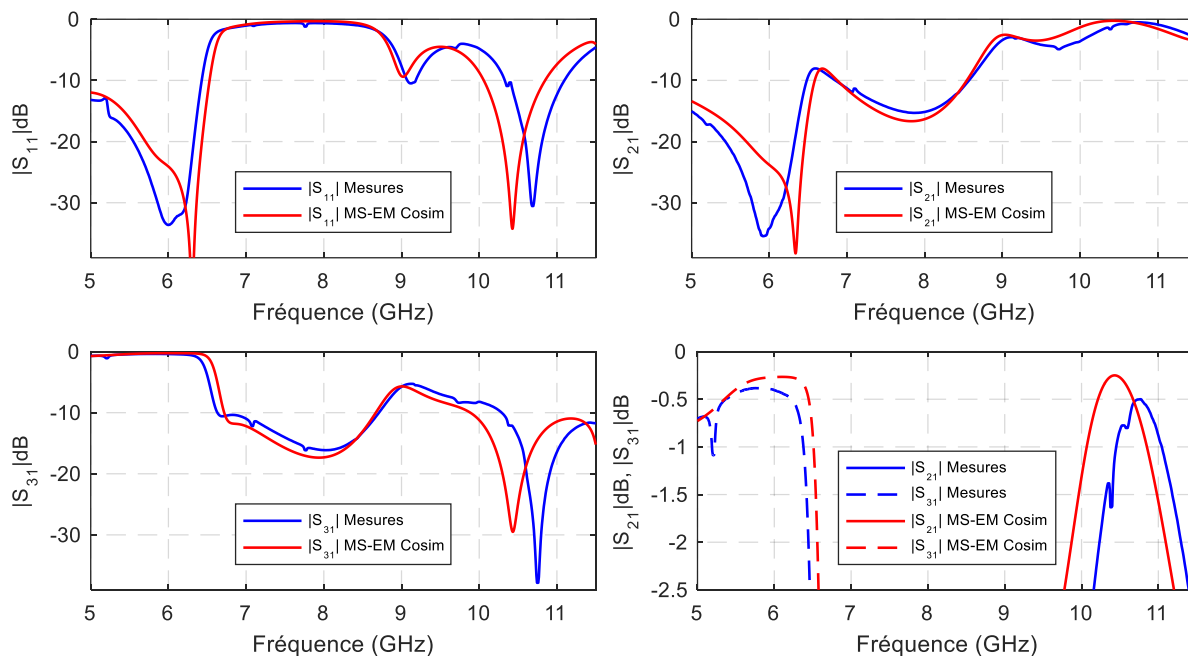


Figure II-45 Paramètres S du circulateur triplaque bi-bande bidirectionnel en champ faible : Cosimulation MS-EM et mesures

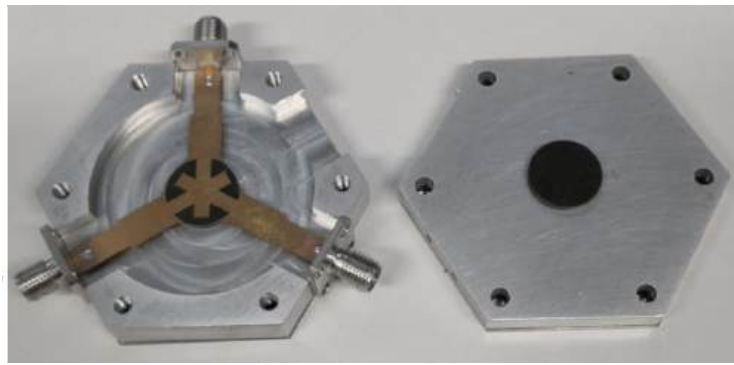


Figure II-46 *Prototype du circulateur bidirectionnel*

La comparaison entre la mesure et les cosimulations de la Figure II-45 montrent une bonne corrélation. L'isolation et l'adaptation sont supérieures à 20 dB dans les bandes de fréquences [5,5 GHz - 6,3 GHz] et [10,6 GHz - 10,8 GHz] et les pertes maximales dans ces bandes sont respectivement de 0,65 dB et 0,75 dB.

De la même manière que pour le circulateur unidirectionnel, un décalage est à noter entre les fréquences centrales mesurées et simulées. Ce décalage est de 3.2% pour la fréquence centrale de la première bande et de 2.6% pour la seconde.

Des rétro-simulations ont été réalisées en prenant une permittivité effective de 13.4 contre 14 pour la valeur précédente. Les résultats sont présentés Figure II-47 et montrent un meilleur accord avec les mesures puisque les décalages en fréquences centrales n'y sont plus que de 1.7% pour la première bande et 1.2% pour la seconde.

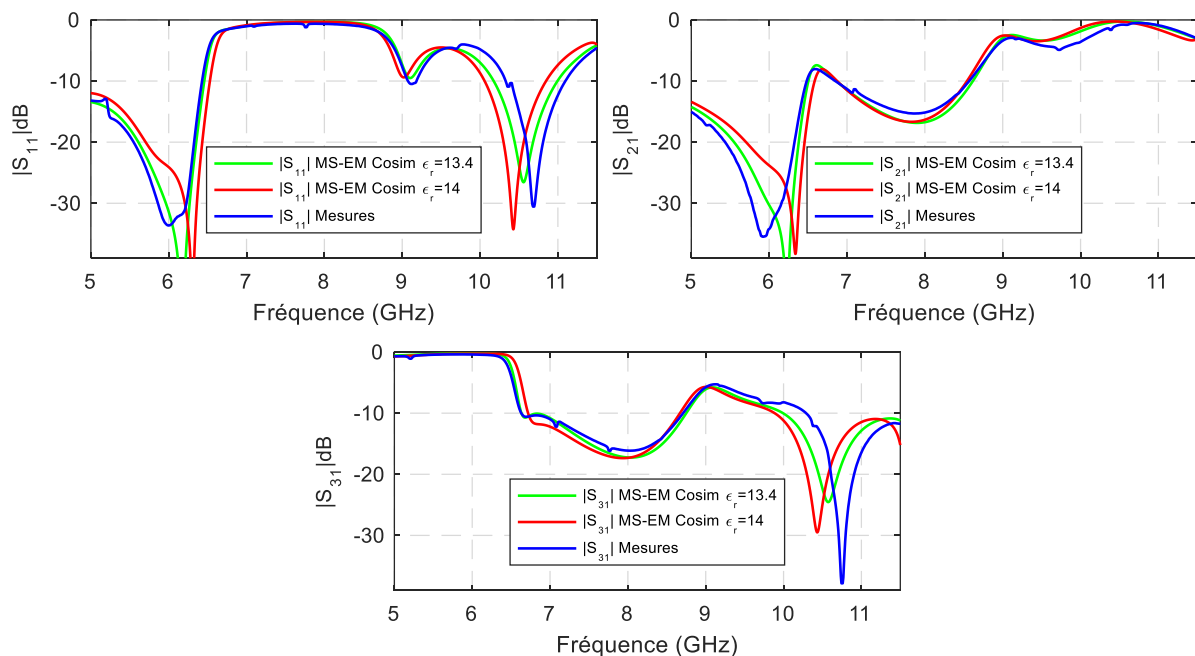


Figure II-47 *Paramètres S du circulateur triplaque bi-bande bidirectionnel en champ faible : Cosimulation MS-EM avec une permittivité des ferrites de 13.4 et de 14 et mesures*

La Figure II-48 présente une comparaison des mesures avec une cosimulation pour laquelle le disque de ferrite supérieur a été décentré de 0.1 mm en direction du port 2. Sur cette

Chapitre II. Circulateurs bi-bandes champ faible : Première conception

simulation il est possible d'observer des pics parasites autour des pics des mesures. Ces résultats permettent de confirmer que l'origine des pics est bien un décentrage des disques de ferrite.

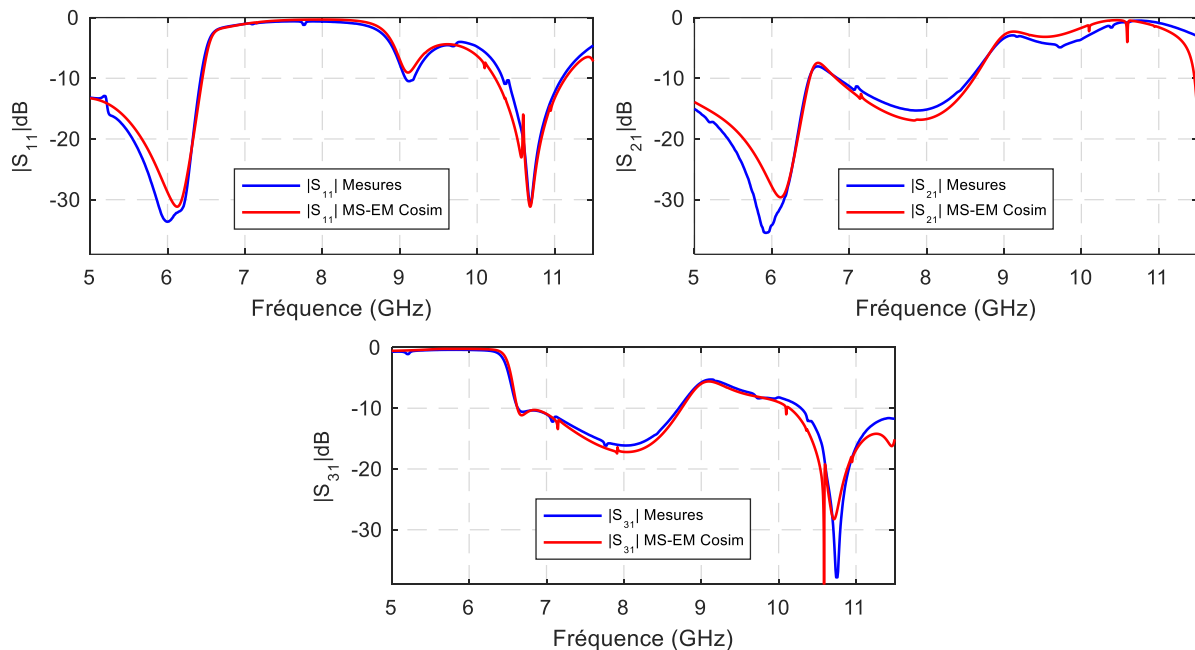


Figure II-48 Paramètres S du circulateur triplaue bi-bande bidirectionnel en champ faible : Mesures et cosimulation MS-EM avec une permittivité des ferrites de 13.4 et le disque de ferrite supérieur décalé de 0.1mm en direction du port 2

Le Tableau II-3 résume les performances du circulateur bidirectionnel et les compare aux résultats de mesure du circulateur bidirectionnel fonctionnant en zone de champ fort de H.Turki [II-1].

Circulateur	Champ faible (Figure II-45)		Champ fort [II-1]		[II-19]	[II-19]	[II-20]	[II-21]	[II-22]
Type	Triplaue bi-bande		Triplaue bi-bande		Triplaue mono-bande				
Fréquence centrale	5.9 GHz	10.7 GHz	2.55 GHz	4.40 GHz	6.15 GHz	10.1 GHz	3.8 GHz	12 GHz	7.5 GHz
BW(%) pour Iso > 15dB et RL > 15dB	19.2	3.4	5.0	1.5	NA	NA	NA	NA	>80
BW(%) pour Iso > 20dB et RL > 20dB	13.6	1.9	2.2	0.7	8.1	9.9	26	25	NA

Tableau II-3 Comparaison des performances du circulateur bi-bande en champ faible avec le circulateur unidirectionnel en champ fort de [II-1] et des circulateurs mono-bande du commerce et de la littérature

Chapitre II. Circulateurs bi-bandes champ faible : Première conception

Comme pour le circulateur unidirectionnel, le Tableau II-3 montre que l'objectif d'augmenter la largeur de la bande de circulation à 20 dB d'isolation est atteint. En effet, la première bande a ainsi été élargie de plus de 6 fois par rapport au champ fort [II-1] et la seconde de plus du double.

La première bande se retrouve avec une largeur proche de celles de circulateurs commerciaux mono-bandes [II-19] (autour de 10%). En revanche la seconde, avec moins de 2%, reste inférieure aux standards commerciaux en mono-bande.

II.5. Conclusion

Dans ce second chapitre, la première démonstration de circulateurs bi-bandes fonctionnant en zone de champ faible a été présentée. Les écarts de fréquence entre les deux bandes de fonctionnement ont été maîtrisés et le caractère unidirectionnel ou bidirectionnel choisi.

Cela a été possible grâce au développement d'une méthodologie basée sur l'analyse des modes propres dans les cavités triplaques à ferrite. Cette analyse permet de prendre en compte l'influence de la forme et des dimensions du conducteur central ainsi que les propriétés intrinsèques du ferrite et de sa polarisation. Les paramètres qui affectent le rapport de fréquence entre les modes contrarotatifs fondamentaux et supérieurs ont ainsi été identifiés. Il a été montré que c'est la géométrie du conducteur centrale qui influence le plus les modes contrarotatifs.

L'analyse des modes propres est à la base de notre méthodologie puisqu'elle permet, selon les spécifications de fréquences données par une ou plusieurs applications, de déterminer les propriétés des résonateurs en ferrite ($4\pi M_s$, H_i ,...) et les formes des conducteurs centraux.

En plus de fournir des fréquences de fonctionnement, ces analyses modales permettent également de prédéterminer le sens de circulation. En effet, nous avons montré qu'en changeant simplement le conducteur central, l'ordre des modes supérieurs peut être inversé, conduisant au changement de la direction de circulation.

A l'issue de ces études modales, deux résonateurs identiques en termes de dimensions (rayons et hauteurs des disques), d'aimantation à saturation, de permittivité et de champ magnétique interne ont été sélectionnés. L'unique différence entre ces deux résonateurs était la géométrie du conducteur central (largeur des lignes) qui, d'un point de vue de l'analyse modale impliquait :

- Un rapport de fréquence $\Delta f_2/f_1$ entre les paires de modes contre-rotatifs fondamentaux et supérieurs différents
- Une inversion de l'ordre d'apparition des modes supérieurs HE_{+21} et HE_{-21} .

Ces deux résonateurs ont fait l'objet d'une conception complète afin d'obtenir deux circulateurs bi-bandes, c'est-à-dire qu'une étape de couplage des modes a été nécessaire. Une méthode numérique (paramétrique) demandant de nombreuses simulations a été faite avec le logiciel de simulation électromagnétique CST MWS afin de coupler simultanément les modes fondamentaux et supérieurs. Une fois les modes couplés, l'étude électromagnétique a été complétée par la prise en compte des phénomènes magnétostatiques présentés dans les ferrites qui sont principalement dus à la non-uniformité du champ magnétique de polarisation délivré par les aimants permanents. Enfin, la cosimulation complète des deux circulateurs ainsi conçus a été comparée aux résultats expérimentaux. La bonne corrélation obtenue entre la théorie et la pratique est très satisfaisante et valide les objectifs de ces premiers travaux qui montrent que le rapport de fréquence entre les deux fréquences de circulation peut être modifié. De plus, en changeant simplement le conducteur central, l'ordre des modes supérieurs a été inversé, conduisant au changement de la direction de circulation.

Ce second chapitre nous a ainsi permis de poser les bases de la circulation bi-bandes à travers ces deux premières conceptions en champ faible. Afin d'améliorer les performances de ces dispositifs et de simplifier leur conception une méthode globale de conception est proposée

dans les chapitres suivants. Le Chapitre III présentera une méthode de dimensionnement des résonateurs à ferrites permettant de s'affranchir des nombreuses simulations nécessaires pour définir un résonateur à partir de fréquences de fonctionnement souhaitées. Dans le Chapitre IV, une méthode analytique permettant le couplage des résonateurs sera développée. Elle permettra le couplage d'un résonateur sur plusieurs bandes de fréquences quelle que soit la géométrie de son conducteur centrale et sans utiliser d'étude paramétrique.

II.6. Bibliographie du Chapitre II

- [II-1] H. Turki, L. Huitema, T. Monediere, B. Lenoir, et C. Breuil, « New Concept Validation of Low-Loss Dual-Band Stripline Circulator », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 67, n° 3, p. 845-850, mars 2019, doi: 10.1109/TMTT.2018.2890632.
- [II-2] H. Turki, « Développement de circulateurs à ferrites originaux par l'élaboration d'une démarche de conception fiable », Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2018.
- [II-3] J. J. Green et F. Sandy, « Microwave Characterization of Partially Magnetized Ferrites », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 22, n° 6, p. 641-645, juin 1974, doi: 10.1109/TMTT.1974.1128306.
- [II-4] D. Polder, « Ferrite materials », *Proc. IEE-Part II Power Eng.*, vol. 97, n° 56, p. 246-256, avr. 1950, doi: 10.1049/pi-2.1950.0076.
- [II-5] P. Gelin, « New consistent model for ferrite permeability tensor with arbitrary magnetization state », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 45, n° 8, p. 1185-1192, août 1997, doi: 10.1109/22.618406.
- [II-6] D. Polder, « On the theory of ferromagnetic resonance », *Philos. Mag.*, vol. 40, p. p.99-115, 1949.
- [II-7] H. Bosma, « On the principle of stripline circulation », *IEE-Part B Electron. Commun. Eng.*, vol. 109, n° 21S, p. 137-146, 1962.
- [II-8] M. Latrach, T. Monediere, et F. Jecko, « A new design of cylindrical closed triplate ferrite resonators compared with magnetic wall approximation », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 26, n° 5, p. 2856-2862, sept. 1990, doi: 10.1109/20.104897.
- [II-9] M. Latrach, « Caractérisation électromagnétique de résonateurs à ferrite : Structure triplaque et multirésonateurs concentriques », Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 1990.
- [II-10] E. Bois, « Contribution à la modélisation de circulateurs à ferrite en structure triplaque par développements modaux », Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 1994.
- [II-11] C. E. Fay et R. L. Comstock, « Operation of the Ferrite Junction Circulator », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 13, n° 1, p. 15-27, janv. 1965, doi: 10.1109/TMTT.1965.1125923.
- [II-12] J. Helszajn, « The Stripline Circulator : Theory and Practice », *John Wiley Sons Inc*, p. 614, 2008.
- [II-13] J. W. Simon, « Broadband Strip-Transmission Line Y-Junction Circulators », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 13, n° 3, p. 335-345, mai 1965, doi: 10.1109/TMTT.1965.1125998.
- [II-14] J. Helszajn et W. T. Nisbet, « Circulators Using Planar WYE Resonators », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 29, n° 7, p. 689-699, juill. 1981, doi: 10.1109/TMTT.1981.1130430.
- [II-15] « <https://exxelia.com/fr/produits/liste/materiaux-et-hyperfrequence/ferrites> ». .
- [II-16] H. Bosma, « On Stripline Y-Circulation at UHF », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 12, n° 1, p. 61-72, janv. 1964, doi: 10.1109/TMTT.1964.1125753.
- [II-17] S. I. Shams, M. Elsaadany, et A. A. Kishk, « Including Stripline Modes in the Y-Junction Circulators: Revisiting Fundamentals and Key Design Equations », *IEEE Trans.*

- Microw. Theory Tech.*, vol. 67, n° 1, p. 94-107, janv. 2019, doi: 10.1109/TMTT.2018.2880755.
- [II-18] « http://www.cermag.co.uk/magnet_properties.html ». .
- [II-19] « Bx30xx Cobham Coaxial Circulators Available: <https://www.cobham.com/communications-and-connectivity/electrical-and-electronic-equipment/microwave-components-and-systems/microwave-isolators-and-circulators/coaxial-product/docview/> ». .
- [II-20] N. Jaiswal et P. Pradeepkumar, « Ultra-Broadband C-Band Stripline Co-axial Isolator Design », in *2018 IEEE Indian Conference on Antennas and Propagation (InCAP)*, Hyderabad, India, déc. 2018, p. 1-4, doi: 10.1109/INCAP.2018.8770783.
- [II-21] A. Ghadiya, K. Trivedi, S. Soni, et P. Bhatt, « Wide Band Stripline Circulator at Ku Band For Space Applications », in *2018 IEEE MTT-S International Microwave and RF Conference (IMaRC)*, Kolkata, India, nov. 2018, p. 1-4, doi: 10.1109/IMaRC.2018.8877303.
- [II-22] H. Turki, L. Huitema, T. Monediere, B. Lenoir, et C. Breuil, « Complete Methodology of Low-loss Ultra-wideband Junction Circulator », in *2018 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium - IMS*, Philadelphia, PA, juin 2018, p. 746-749, doi: 10.1109/MWSYM.2018.8439670.
- [II-23] S. J. Orfanidis, « A two-section dual-band Chebyshev impedance transformer », *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, vol. 13, n° 9, p. 382-384, sept. 2003, doi: 10.1109/LMWC.2003.817135.

Chapitre III.

Nouvelle méthode de dimensionnement des résonateurs à ferrite

Chapitre III. Nouvelle méthode de dimensionnement des résonateurs à ferrite

III.1. Introduction	99
III.2. Principe et présentation des abaques	100
III.2.1. Abaques des modes propres dans la littérature	100
III.2.2. Abaque de Bosma en champ fort	100
III.2.3. Abaque de Bosma en champ faible	104
III.3. Construction des abaques des modes propres dans les cavités à résonateur complexe	107
III.3.1. Principe de calcul	107
III.3.2. Définition des plans de calculs.....	108
III.3.3. Construction de l'abaque	109
III.3.4. Bibliothèque d'abaques	113
III.3.4.1. Conducteur central en Y.....	113
III.3.4.2. Conducteur central en Y avec stubs.....	115
III.4. Validation des résultats	118
III.4.1. Résonateur à conducteur central disque	118
III.4.2. Résonateur à conducteur central Y	120
III.4.3. Résonateur à conducteur central Y avec stubs.....	123
III.5. Méthode de dimensionnement des résonateurs à ferrite	126
III.5.1. Principe de la méthode	126
III.5.2. Application de la méthode : Circulateur bidirectionnel.....	128
III.5.3. Application de la méthode : Circulateur unidirectionnel.....	130
III.6. Conclusions et perspectives.....	133
III.7. Bibliographie du Chapitre III	135

III.1. Introduction

Le Chapitre II et les travaux précédents sur les circulateurs bi-bandes [III-1] ont montré que la conception de circulateurs fonctionnant sur deux bandes de fréquences pouvait être décomposée en deux étapes distinctes :

- L'analyse modale qui permet de dimensionner le résonateur en fixant les fréquences propres des paires de modes contrarotatifs autour des fréquences de circulation souhaitées.
- Le couplage et l'adaptation du circulateur pour avoir un niveau d'isolation suffisant tout en étant adapté à l'impédance souhaitée.

Dans le Chapitre II ces deux points ont déjà été évoqués et la réalisation de ces étapes passait par l'utilisation de méthodes paramétriques. Les temps de conception étaient donc bien plus importants que pour un circulateur mono-bande classique. Afin de mieux comprendre le phénomène de circulation bi-bande et d'améliorer les performances de ces dispositifs tout en réduisant le temps nécessaire à la conception, de nouvelles méthodes de conception ont été développées. Elles permettront de concevoir des circulateurs en prenant en compte les modes fondamentaux et supérieurs ainsi que leur couplage pour obtenir un fonctionnement bi-bande. Elles devront également être utilisables avec des géométries de conducteurs centraux complexes étant donné que c'est cette forme qui permet d'avoir un degré de liberté quant au rapport entre les fréquences de circulation et au sens de circulation. Ces nouvelles méthodologies développées feront l'objet des chapitres III et IV.

Ainsi, le Chapitre III se concentrera sur une nouvelle méthode numérique de dimensionnement des résonateurs à ferrite. Elle permettra de retrouver les propriétés d'un résonateur (géométrie et dimensions du conducteur central, rayon du ferrite, type de ferrite et champ magnétique statique) en fonction des fréquences de circulation souhaitées. Cette méthode se base sur l'utilisation d'abaques génériques des modes propres dans les cavités triplaques à ferrite. La première partie de ce chapitre présentera le calcul de ces abaques et la constitution d'une bibliothèque d'abaques pour chaque géométrie de conducteur central. Ces abaques seront génériques puisqu'un seul abaque suffira pour un conducteur central donné, c'est-à-dire qu'un abaque traitera toutes les configurations possibles du résonateur (rayon du ferrite, champ interne, largeur du conducteur central, aimantation à saturation, etc) et permettra de prédéterminer les fréquences de fonctionnement des circulateurs. Dans la seconde partie, les abaques seront validés en faisant l'exercice inverse. Pour cela, les fréquences de résonances de plusieurs exemples de résonateurs seront calculées à partir des abaques puis comparées à celles du modèle simulé sous logiciel EM 3D. Enfin la dernière partie présentera l'automatisation de la méthode, c'est-à-dire qu'à partir d'un cahier des charges donné un code Matlab a été développé et permet de générer, grâce à la bibliothèque d'abaques, la structure du circulateur correspondant.

III.2. Principe et présentation des abaques

La méthode de dimensionnement des cavités ferrites se base sur l'utilisation d'abaques. Contrairement aux abaques présentés dans le chapitre précédent, cette nouvelle méthode est plus générale puisqu'elle n'utilise plus des abaques des fréquences de résonance en fonction d'un seul paramètre. En effet les abaques précédents n'étaient valables que pour une configuration précise où un seul paramètre était étudié par abaque tandis que les autres étaient fixés.

Dans ce chapitre, une méthode numérique de dimensionnement des résonateurs a été définie et elle permet de retrouver ces propriétés à partir d'abaques des modes propres. Ce type d'abaques a déjà été étudié dans la littérature par Bosma [III-2], nous allons dans un premier temps reprendre ses travaux pour ensuite définir nos propres abaques qui prendront en compte des conducteurs centraux plus complexes.

III.2.1. Abaques des modes propres dans la littérature

III.2.2. Abaque de Bosma en champ fort

Dans la littérature et notamment dans les travaux de Bosma [III-2], il est possible de trouver des abaques des modes propres plus généraux et différents de ceux présentés dans le Chapitre II. En effet, ces abaques représentent le tracé du facteur $x = kR$ (k est le nombre d'onde et R le rayon du ferrite) en fonction du facteur d'anisotropie κ/μ . Cette représentation a l'avantage d'être valable quelle que soit la configuration du résonateur.

Dans ses travaux, Bosma considère que la cavité est un disque de ferrite avec des conditions de court-circuit métallique au-dessus et en-dessous de la structure et de court-circuit magnétique à sa périphérie (Figure II-3). Dans ce cas, les conditions aux limites de cette cavité permettent de définir la relation (I-42) rappelée ci-dessous :

$$0 = J'_n(kR) - \frac{\kappa n J_n(kR)}{\mu kR} \quad (\text{III-1})$$

De (III-1) il est aussi possible d'écrire :

$$\frac{\kappa}{\mu} = kR \frac{J'_n(kR)}{n J_n(kR)} \quad (\text{III-2})$$

Comme $x = kR$, cette équation peut s'écrire plus simplement :

$$\frac{\kappa}{\mu} = x \frac{J'_n(x)}{n J_n(x)} \quad (\text{III-3})$$

On obtient ainsi une relation reliant le facteur d'anisotropie au facteur x en fonction de n , l'indice du mode. Les modes considérés dans ce cas sont des modes $\text{TM}_{\pm nmp}$ en raison des simplifications aux conditions aux limites considérées [III-2].

La Figure III-1 représente ainsi les valeurs de x en fonction de la valeur absolue de l'anisotropie pour les premiers modes et dans le cas du champ fort, c'est-à-dire avec $0 < \kappa/\mu < 1$.

La Figure III-1 montre que les modes contrarotatifs sont davantage éloignés les uns des autres lorsque le facteur d'anisotropie augmente. Lorsque l'anisotropie est nulle, les modes respectent les conditions de fréquences des modes TM_{nmp} simples (comme pour un

diélectrique), on retrouve donc, pour le premier mode, le premier zéro de la dérivée de la fonction de Bessel d'ordre 1 :

$$x_{1,1} \approx 1.841 \quad (\text{III-4})$$

Avec $x_{1,1}$ la première solution de x lorsque $n = 1$.

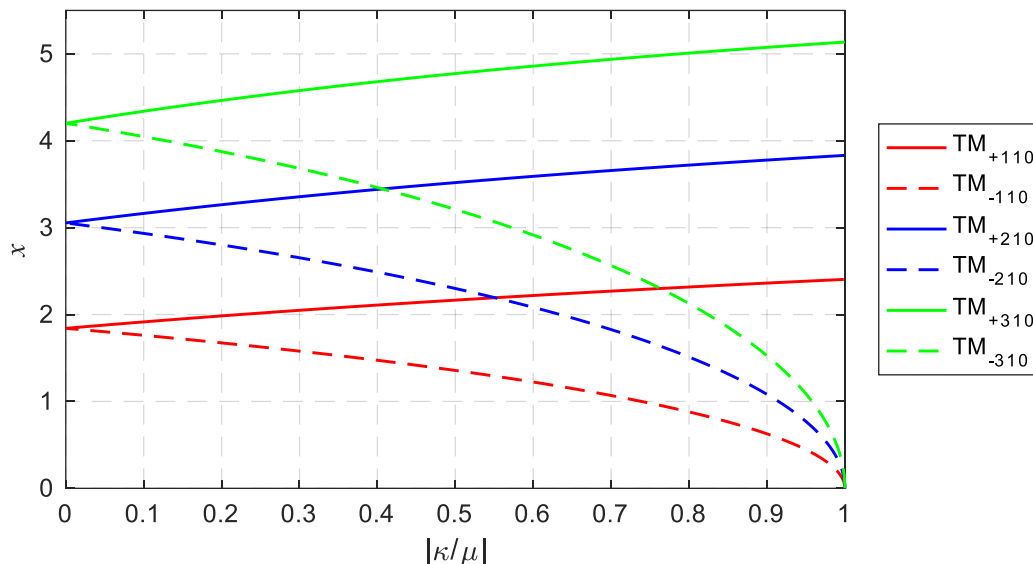


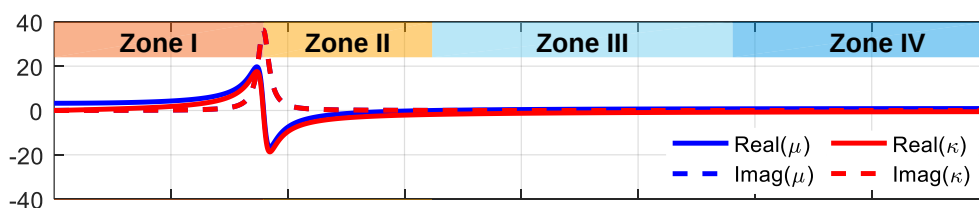
Figure III-1 Abaque des modes contrarotatifs calculés à l'aide de la méthode de Bosma [III-2]

Comme le facteur d'anisotropie et le facteur x dépendent tous les deux de la fréquence, il n'est pas possible de retrouver les fréquences de résonance des modes d'un résonateur en se plaçant simplement à un point de l'axe des abscisses ou des ordonnées.

En effet, il faut se placer sur un plan de cet abaque et ce sont les intersections entre ce plan et les modes qui nous renseigneront sur les fréquences de résonances. Ce plan est défini à partir des propriétés d'un résonateur : le rayon R des disques de ferrite, le champ magnétique statique interne au ferrite H_i , les propriétés magnétiques du ferrite, l'aimantation à saturation M_s , les pertes magnétiques ΔH et la permittivité ϵ_r . La valeur de x du plan ainsi calculée est définie par la relation suivante :

$$x = \frac{2\pi \times R \times f}{c} \sqrt{\epsilon_r \times |\mu_{\text{eff}}|} \quad (\text{III-5})$$

Avec c la célérité de la lumière et μ_{eff} la perméabilité effective qui dépend des termes μ et κ du tenseur de perméabilité de Polder (I-15). μ_{eff} , μ et κ dépendent de la fréquence et peuvent être calculées grâce aux expressions (I-23), (I-16) et (I-17). Le tracé de ces paramètres est rappelé sur la Figure III-2 pour un résonateur de 6 mm de rayon, une aimantation à saturation de 1450 G, une permittivité de 14 et une valeur du champ interne H_i égale à 640 Oe.



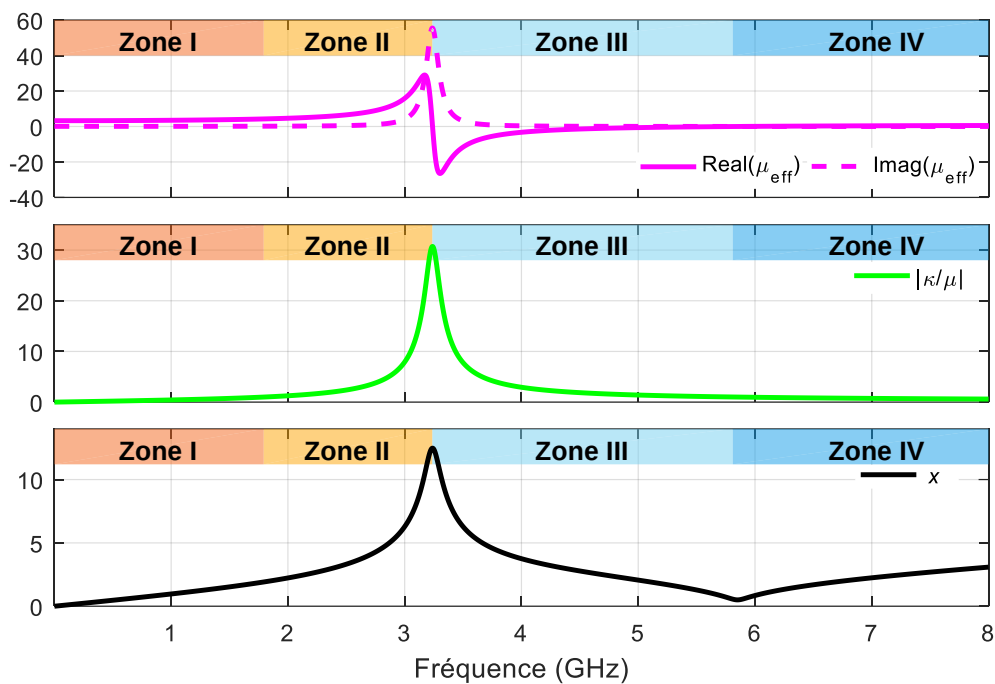


Figure III-2 Tracé des termes μ et κ du tenseur de Polder, de la perméabilité effective μ_{eff} , du facteur d'anisotropie κ/μ et de x en fonction de la fréquence et des zones de fonctionnement

Ainsi, pour un résonateur donné et à une fréquence fixe il est possible de déterminer les valeurs de x et de κ/μ .

Dans le cas du champ fort (zone 1) il est possible de rajouter sur l'abaque précédent, le tracé de l'évolution du facteur x en fonction de κ/μ (Figure III-3) pour un résonateur tel que $R = 11$ mm, $H_i = 1000$ Oe, $\Delta H_{eff} = 4$ Oe, $M_s = 1820$ G et $\epsilon_r = 15$.

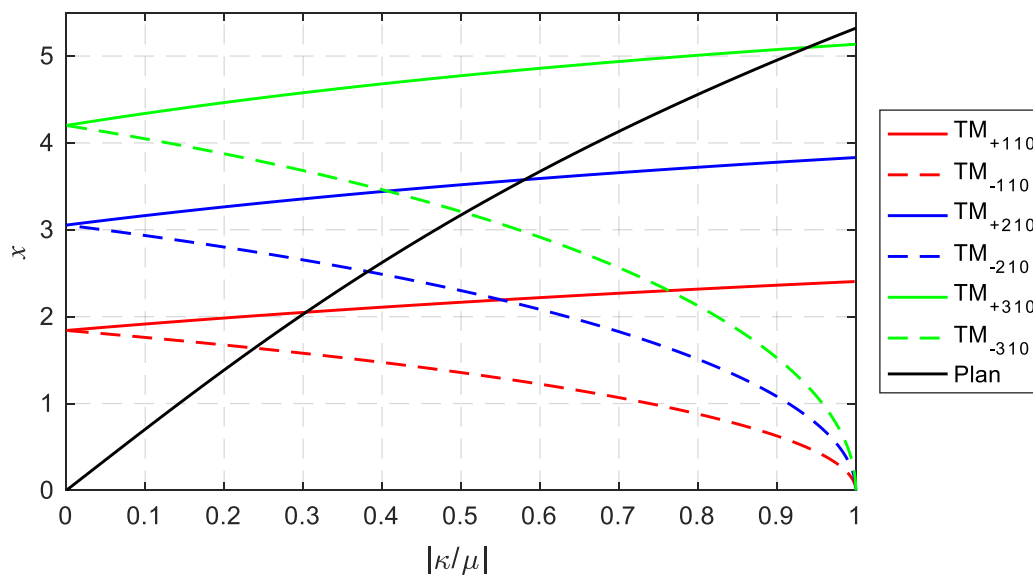


Figure III-3 Abaque des modes contrarotatifs calculés à l'aide de la méthode de Bosma [III-2] et plan d'un résonateur en zone de champ fort

Chapitre III. Nouvelle méthode de dimensionnement des résonateurs à ferrite

Sur le tracé noir de la Figure III-3, le point à $|\kappa/\mu| = 0$ du plan correspond à une fréquence nulle et le point le plus à droite pour lequel le facteur d'anisotropie est égale à 1 correspond à la gyrorésonance. Entre ces deux points le plan du résonateur coupe les courbes des différents modes. L'intersection entre le plan et la courbe d'un mode permet ainsi de déterminer les valeurs solutions de x et de κ/μ pour ce mode avec le résonateur étudié. Et c'est à partir de ces valeurs qu'il est possible de remonter à la fréquence de résonance de chaque mode.

La Figure III-4 présente un exemple de plans en zone de champ fort pour 3 résonateurs dont les propriétés sont données Tableau III-1.

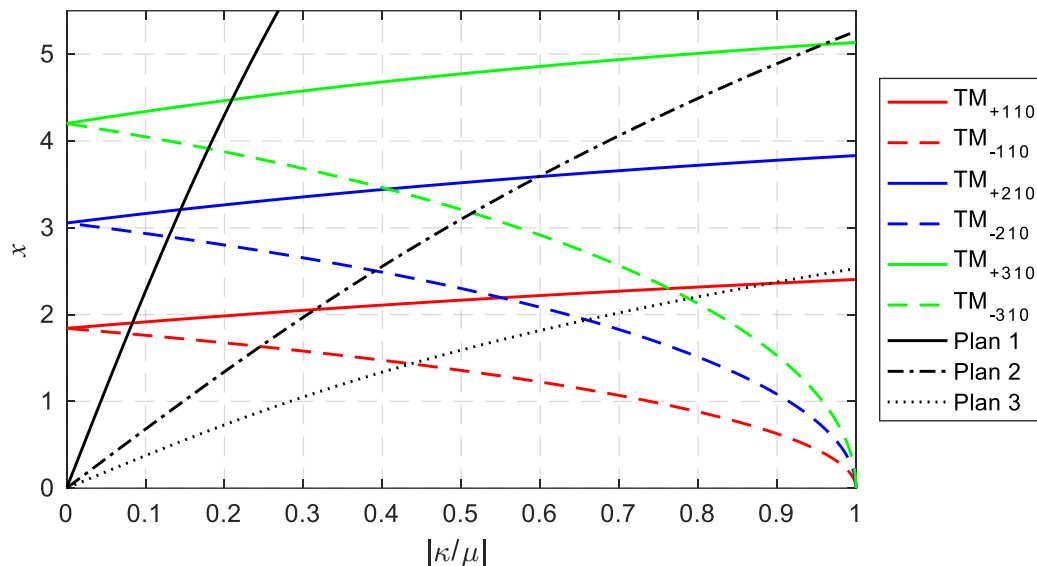


Figure III-4 Abaque des modes contrarotatifs calculés à l'aide de la méthode de Bosma [III-2] et plan de trois résonateurs en zone de champ fort

Paramètres	Résonateur 1 (Plan 1)	Résonateur 2 (Plan 2)	Résonateur 3 (Plan 3)
H_i (Oe)	2500	1000	800
ΔH_{eff} (Oe)	10	10	10
M_s (G)	2000	2000	1000
ϵ_r	14	14	14
R (mm)	14	12	8

Tableau III-1 Paramètres des résonateurs des plans tracés Figure III-4

Les configurations des trois résonateurs donnent des résultats différents (Figure III-4) :

-Avec le Résonateur 1, le plan coupe les courbes des modes dans une zone où l'anisotropie est faible (<0.3) les modes + et - d'une même paire ne sont donc que faiblement éloignés les uns des autres.

-Avec le second résonateur, le champ magnétique statique interne au ferrite est plus faible et le rayon également, cela a pour effet de rapprocher les modes de la gyrorésonance. Le plan 2 est ainsi plus horizontal que le premier et les modes fondamentaux + et - sont plus éloignés les uns des autres. Les largeurs de bandes attendues après couplage sont donc plus

importantes. En revanche les modes supérieurs ne conservent plus l'ordre initial et le mode TM_{-310} est intercalé entre les deux modes $TM_{\pm 210}$.

-Pour la troisième configuration, le plan est tel qu'aucun phénomène de circulation n'est attendu. En effet, les modes supérieurs TM_{-210} et TM_{-310} apparaissent avant le mode TM_{+110} .

Cette première étude des abaques de x en fonction de κ/μ montre que même en zone de champ fort l'ordre des modes peut être modifié. Il n'est ainsi pas assuré d'obtenir une configuration convenable permettant d'obtenir un phénomène de circulation, même mono-bande. Il semble cependant possible d'avoir une configuration pour laquelle les trois premières paires de modes sont bien distinctes malgré la faible anisotropie. Cela pourrait permettre l'obtention d'un phénomène de circulation sur deux à trois bandes de fréquences en zone de champ fort. Cependant les largeurs de bandes resteront faibles en raison de la faible anisotropie. De plus le modèle considéré est celui de Bosma [III-2] qui simplifie fortement le résonateur, en réalité une configuration équivalente pourrait ne pas exister.

Jusque-là seule la zone de champ fort a été évoquée. Ces travaux de la thèse étant essentiellement portés sur les circulateurs bi-bandes fonctionnant en zone de champ faible, la partie suivante décrit l'utilisation des abaques de x en fonction de κ/μ en champ faible.

III.2.3. Abaque de Bosma en champ faible

Dans la zone de champ faible, le facteur d'anisotropie n'a pas le même comportement qu'en champ fort. Le tracé de la Figure III-2 montre qu'en champ faible $|\kappa/\mu|$ va d'abord fortement augmenter en zone II jusqu'à sa résonance pour de nouveau diminuer en zone III puis IV. Il sera égal à 1 en fin de zone III et tendra vers 0 en zone IV.

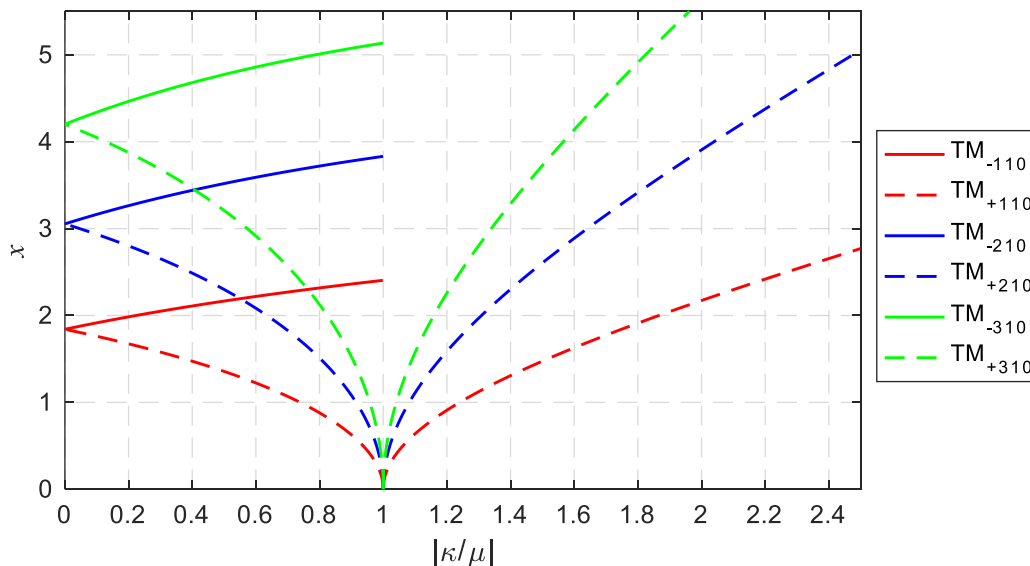


Figure III-5 Abaque des modes contrarotatifs calculés à l'aide de la méthode de Bosma et de l'expression modifiée [III-2]

L'abaque de x en fonction de $|\kappa/\mu|$ en champ faible est tracé sur la Figure III-5. La partie pour laquelle $0 < |\kappa/\mu| < 1$ correspond à la zone IV de la Figure III-2 et la partie $|\kappa/\mu| > 1$ à la zone III. L'abaque dans la partie de $|\kappa/\mu| < 1$ ressemble à celui en champ fort puisque seul l'ordre d'apparition des modes diffère (les modes + arrivent ici en premier). En revanche pour la partie

$|\kappa/\mu| > 1$, les expressions de Bosma ne sont plus valides et ce sont les expressions modifiées, rappelées ci-dessous [III-3], qui sont utilisées.

$$0 = \pm j \left(\frac{I_{n-1}(k_e R)}{I_n(k_e R)} - \left(\frac{n}{k_e R} \right) \left(1 + \frac{\kappa}{\mu} \right) \right) \quad (\text{III-6})$$

Avec k_e le nombre d'onde modifié :

$$k_e = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0 (-\mu_{\text{eff}})} \quad (\text{III-7})$$

De la même manière que pour l'abaque en champ fort, il est possible de tracer le plan d'un résonateur sur cet abaque. La Figure III-6 trace l'évolution du facteur x en fonction de κ/μ pour un résonateur tel que $R = 4.8$ mm, $H_i = 600$ Oe, $\Delta H_{\text{eff}} = 4$ Oe, $M_s = 800$ G et $\varepsilon_r = 14$.

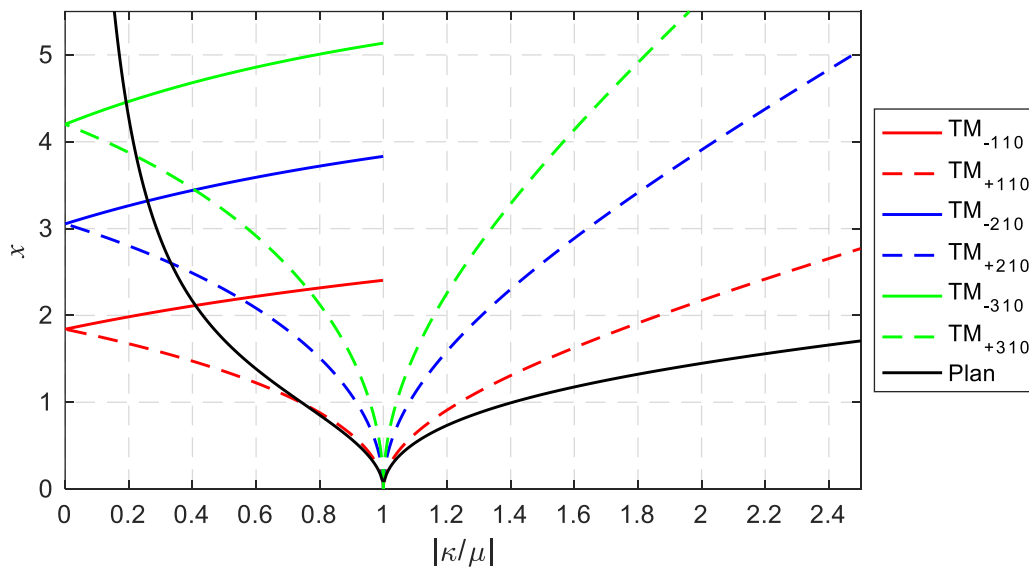


Figure III-6 Abaque des modes contrarotatifs calculés à l'aide de la méthode de Bosma et de l'expression modifiée [III-2] et plan d'un résonateur en zone de champ faible

Le facteur d'anisotropie décroît lorsque la fréquence augmente en champ faible. Le plan tracé Figure III-6 progresse donc de la droite vers la gauche avec l'augmentation de la fréquence. Dans la zone de $|\kappa/\mu| > 1$ le plan ne rencontre aucun mode puisque le premier rencontré est le mode TM_{+110} autour de $|\kappa/\mu| = 0.7$.

Comme pour le champ fort, la Figure III-7 représente l'abaque des modes de Bosma et les plans en champ faible de x en fonction de $|\kappa/\mu|$ pour trois exemples de résonateurs dont les propriétés sont données Tableau III-2.

Paramètres	Résonateur 1 (Plan 1)	Résonateur 2 (Plan 2)	Résonateur 3 (Plan 3)
H_i (Oe)	700	700	700
ΔH_{eff} (Oe)	4	4	4
M_s (G)	1400	1400	1800
ε_r	14	14	14
R (mm)	2.6	3.8	4.2

Tableau III-2 Paramètres des résonateurs des plans tracés Figure III-7

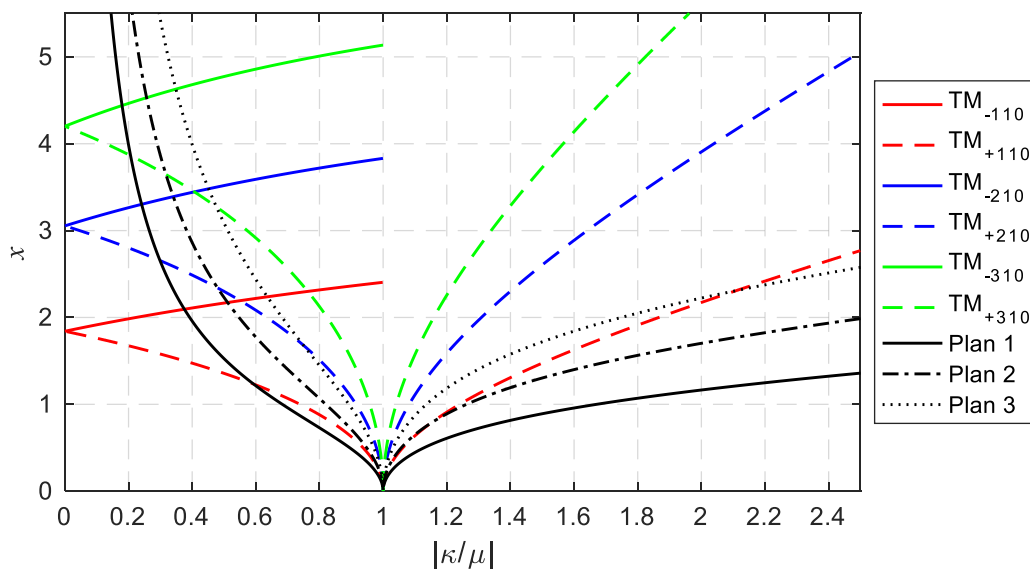


Figure III-7 Abaque des modes contrarotatifs calculés à l'aide de la méthode de Bosma et de l'expression modifiée [III-2] et plan de trois résonateurs en zone de champ faible

Ces différentes configurations montrent que :

- Le plan du premier résonateur passe par les trois premières paires de mode dans l'ordre. Les intersections entre le plan et les modes se trouvent toutes dans la zone de $0 < |\kappa/\mu| < 1$.

- Pour le plan du résonateur 2, les modes sont dans le même ordre que pour le premier mais le premier mode fondamental, le mode TM_{+110} , se trouvent dans la zone de $|\kappa/\mu| > 1$, autour de $|\kappa/\mu| = 1.1$.

- En augmentant le rayon du résonateur (Plan 3), les modes se retrouvent dans une zone à plus fort facteur d'anisotropie, les modes positifs et négatifs sont ainsi plus éloignés les uns des autres et leur ordre d'apparition est modifié. Le mode TM_{+210} est entre les modes $TM_{\pm 110}$ et le mode TM_{+310} est entre les modes $TM_{\pm 210}$.

Ces abaques montrent que le choix fait par Bosma de tracer x en fonction de $|\kappa/\mu|$ est judicieux puisqu'ils sont utilisables quelle que soient les propriétés du résonateur. Il existe cependant des points d'amélioration puisque :

- Les abaques présentés par Bosma n'ont été calculés que pour un conducteur central de type disque.

- Des hypothèses simplificatrices de court-circuits magnétiques en périphérie du ferrite ont été faites et ce modèle ne prend pas en compte la continuité des champs E et H à l'interface ferrite/diélectrique. Seuls les modes $TM_{\pm nmp}$ sont représentés alors que les modes excités dans une structure triplaque sont les modes $HE_{\pm nm}$.

En se basant sur ce principe, une méthode numérique de construction des abaques est présentée dans la partie suivante. Il sera montré qu'à l'aide de cette méthode des abaques de résonateurs à conducteurs centraux différents du disque pourront être définis.

III.3. Construction des abaques des modes propres dans les cavités à résonateur complexe

III.3.1. Principe de calcul

La partie précédente a présenté les abaques de Bosma qui ne sont valables que pour un résonateur à conducteur central de type disque de même diamètre que les disques de ferrites. De plus, du fait des simplifications du modèle à la jonction ferrite-diélectrique, les modes étudiés étaient des modes $TM_{\pm nmp}$. Dans le Chapitre II, il a été montré que les modes hybrides $HE_{\pm nm}$ décrivent de manière plus exacte les modes d'une structure triplaque [III-4]. Ces modes hybrides peuvent être étudiés à l'aide d'un montage numérique à sondes magnétiques présentés dans le chapitre précédent. Il permet de déterminer les fréquences de résonance des modes, de les identifier et est valable quelle que soit la géométrie du conducteur central.

A partir de ce montage, une méthode numérique a été développée pour reconstruire des abaques de x en fonction de $|\kappa/\mu|$. La méthode consiste à définir un ensemble de résonateur dont les plans en x et $|\kappa/\mu|$ recouvriraient la zone de champ faible. Ces résonateurs sont simulés sous CST MWS à l'aide du montage à sondes magnétiques et les différentes fréquences de résonances sont récupérées. Celles-ci sont ensuite converties en valeurs de x et $|\kappa/\mu|$ et l'ensemble de ces points permet de former un abaque. Le diagramme en ligne de la méthode est présenté Figure III-8.

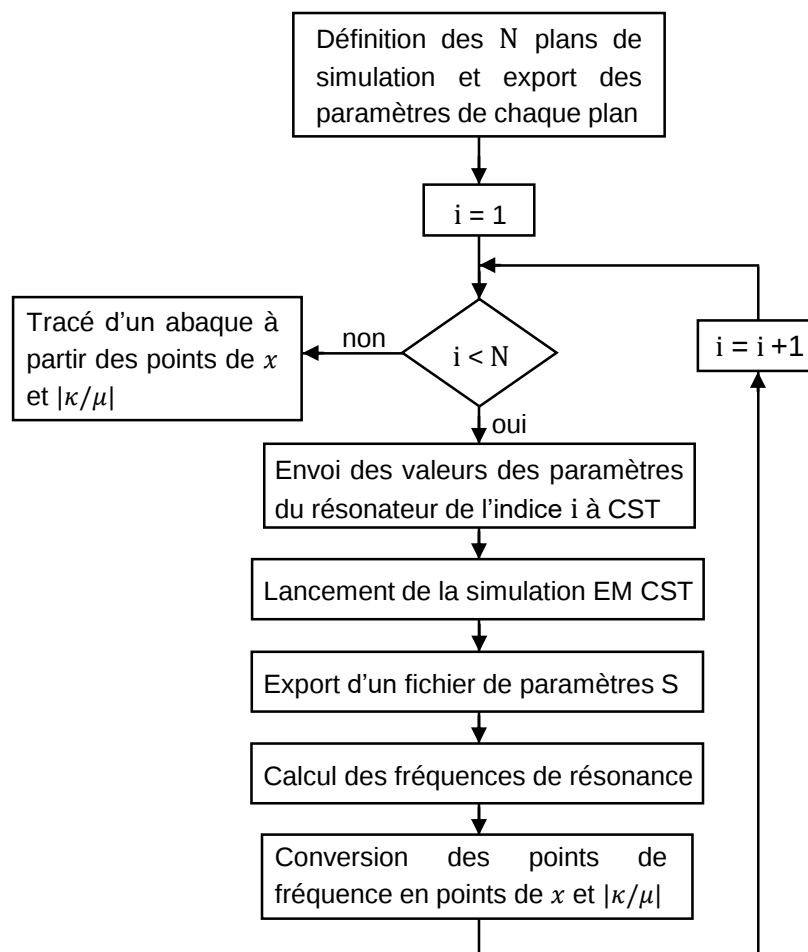


Figure III-8 Diagramme en ligne de la méthode de calcul des abaques de x en fonction de $|\kappa/\mu|$

III.3.2. Définition des plans de calculs

La première étape de la méthode de calcul des abaques est donc la définition des plans qui balayeront la plus large plage possible de valeurs de x et de $|\kappa/\mu|$. Dans un premier temps cet ensemble de plan est défini pour le champ faible et uniquement dans la zone pour laquelle $0 < |\kappa/\mu| < 1$.

Plusieurs paramètres des résonateurs sont fixés : le rayon des ferrites est fixé à 6 mm, la permittivité à 15 et les pertes magnétiques à 4 Oe. Les seuls paramètres restants sont donc le champ magnétique statique interne au ferrite et l'aimantation à saturation. Afin d'avoir une distribution des plans la plus uniforme et linéaire possible, les valeurs de champ H_i et d'aimantation à saturation M_s sont calculées grâce aux expressions (III-8) et (III-9) en fonction de i , l'indice du plan.

$$M_s(i) = \frac{1}{2} \left[M_{s_{max}} + M_{s_{min}} + (M_{s_{max}} - M_{s_{min}}) \left(\frac{2}{1 + e^{\frac{-i-N}{N/7}}} - \frac{i}{N} - 1 \right) \right] \quad (III-8)$$

$$H_i(i) = \frac{1}{2} \left[H_{i_{max}} + H_{i_{min}} + (H_{i_{max}} - H_{i_{min}}) \left(\frac{2}{1 + e^{\frac{-i-N}{N/7}}} - \frac{i}{N} - 1 \right) \right] \quad (III-9)$$

Avec $H_{i_{max}}$, $H_{i_{min}}$, $M_{s_{max}}$ et $M_{s_{min}}$ les champs et aimantations minimums et maximums choisis et N le nombre de plans.

Pour illustrer cela, la Figure III-9 représente les plans de calculs pour $N = 25$ résonateurs. Les valeurs limites sont choisies telles que $H_{i_{max}} = 1800$ Oe, $H_{i_{min}} = 100$ Oe, $M_{s_{max}} = 3000$ G et $M_{s_{min}} = 200$ G. Les valeurs de x et de $|\kappa/\mu|$ sont calculées en fonction de la fréquence à l'aide de l'équation (III-5) et des expressions de κ et μ de Polder pour chacun des 25 résonateurs.

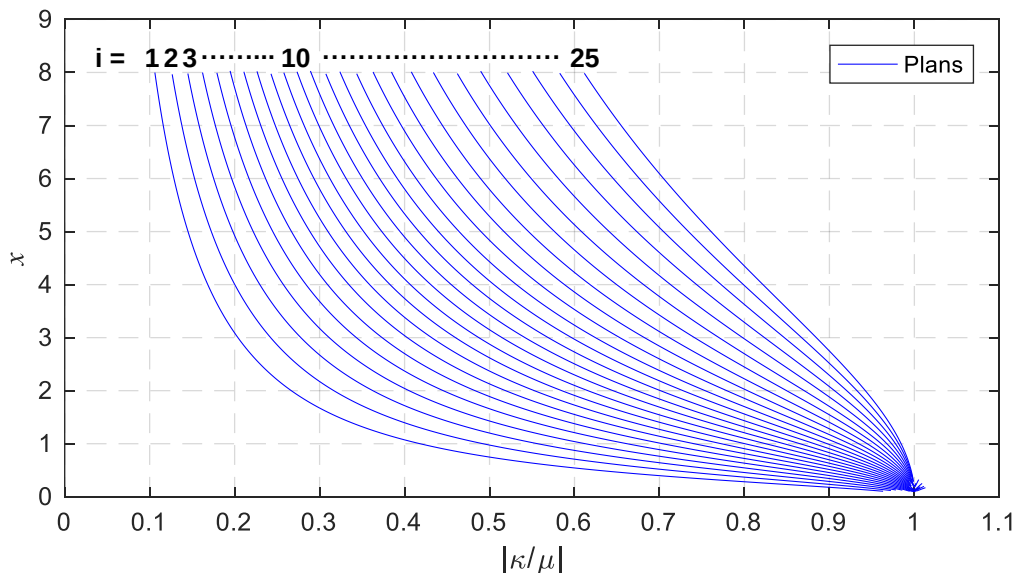


Figure III-9 Plans de calculs définis pour $H_{i_{max}} = 1800$ Oe, $H_{i_{min}} = 100$ Oe, $M_{s_{max}} = 3000$ G, $M_{s_{min}} = 200$ G et $N = 25$

Ces valeurs de x et de $|\kappa/\mu|$ sont calculées à l'aide d'un programme Matlab qui permet d'arrêter les plans à une valeur maximum de $x = 8$. La fréquence de chaque plan pour laquelle $x = 8$ correspondra ainsi à la fréquence maximale $f_{\max}$ qui sera enregistrée par le programme pour chaque plan. De la même manière, la fréquence minimale, $f_{\min}$, de chaque plan est déterminée pour que la valeur maximale de $|\kappa/\mu|$ soit égale à 1.

Cette première étape de la méthode de construction des abaques permet donc de définir tous les paramètres de chacun des N plans. L'ensemble de ces paramètres sont stockés dans un fichier texte.

III.3.3. Construction de l'abaque

La seconde étape de la méthode est le calcul des paramètres S des N résonateurs dont les propriétés ont été définies à l'étape précédente. Pour chaque plan une simulation électromagnétique du résonateur découplé sera réalisée. Le modèle choisi est celui à sondes magnétiques présenté au Chapitre II et rappelé Figure III-10.

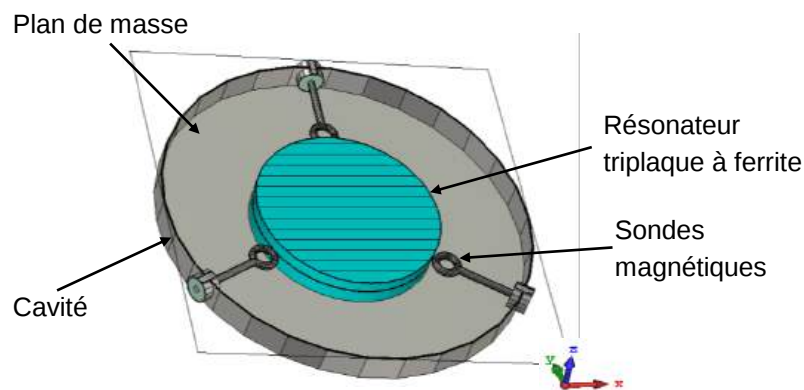


Figure III-10 *Modèle numérique de résonateur à ferrite excité par sondes magnétiques*

Les différentes propriétés de la simulation (aimantation, champ magnétique statique, permittivité, rayon des disques ferrite, fréquence minimum de simulation, fréquence maximum, ...) peuvent être paramétrées et définies avant de lancer la simulation via un programme Matlab qui a été développé pour contrôler les paramètres des simulations EM. En effet, ce programme permet d'attribuer les valeurs des paramètres, de lancer une simulation et de récupérer le fichier de paramètres S issu de la simulation. De plus, ce programme contient une boucle permettant de lancer sur CST MWS les simulations des N résonateurs définis et de récupérer autant de fichiers de paramètres S .

Pour avoir une bonne résolution dans le tracé des x en fonction de $|\kappa/\mu|$ il est nécessaire de réaliser un nombre important de simulations. La valeur de N doit donc être relativement importante pour que les plans soient les plus proches possibles les uns des autres. Elle est choisie égale à 200. Cette étape est celle qui prend le plus de temps puisqu'une simulation EM 3D est réalisée par plan. Pour 200 plans, le temps de calcul total est d'environ 10 h en utilisant un ordinateur standard (CPU Intel i7 quadricore à 3.4 GHz, RAM 16 Go et GPU NVIDIA GeForce GTX 745).

Dans un premier temps, le conducteur central choisi est un disque de même diamètre que le ferrite. L'abaque obtenu sera donc celui pour un conducteur central disque en champ faible. Par la suite, pour avoir un abaque d'un conducteur différent il n'y aura qu'à modifier ce modèle 3D et remplacer le disque métallique central par la forme souhaitée.

La Figure III-11 présente un exemple de résultat de paramètre S obtenu.

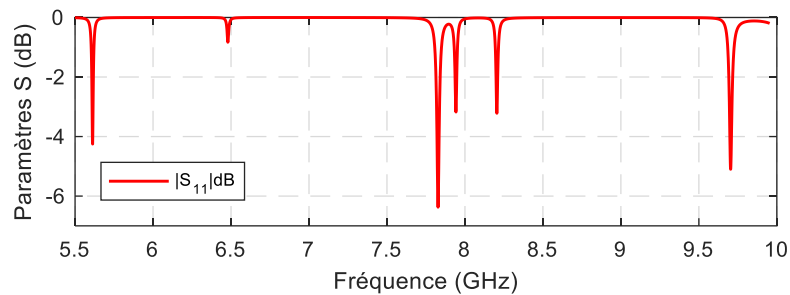


Figure III-11 Exemple de fichier de paramètres S obtenu ($H_i = 729$ Oe, $\Delta H = 4$ Oe, $M_s = 1235$ G, $\varepsilon_r = 15$ et $R = 7$ mm)

Chaque pic de S_{11} de la Figure III-11 correspond à un mode résonant.

A l'aide d'un programme développé sous Matlab, il est possible de retrouver les fréquences de chaque pic de S_{11} . Ces fréquences peuvent ensuite être converties en valeurs de x et $|\kappa/\mu|$ à l'aide de la relation (III-5), des expressions de κ et μ de Polder et en utilisant les paramètres (aimantation, champ, ...) stockés sur le fichier texte.

Le programme calcule donc les valeurs de plusieurs points de x et $|\kappa/\mu|$ par fichier de paramètres S et donc par plan de simulation. La Figure III-12 représente l'ensemble des points obtenus en champ faible à partir d'un conducteur central disque de même diamètre que les disques de ferrites et en prenant 200 plans de simulation.

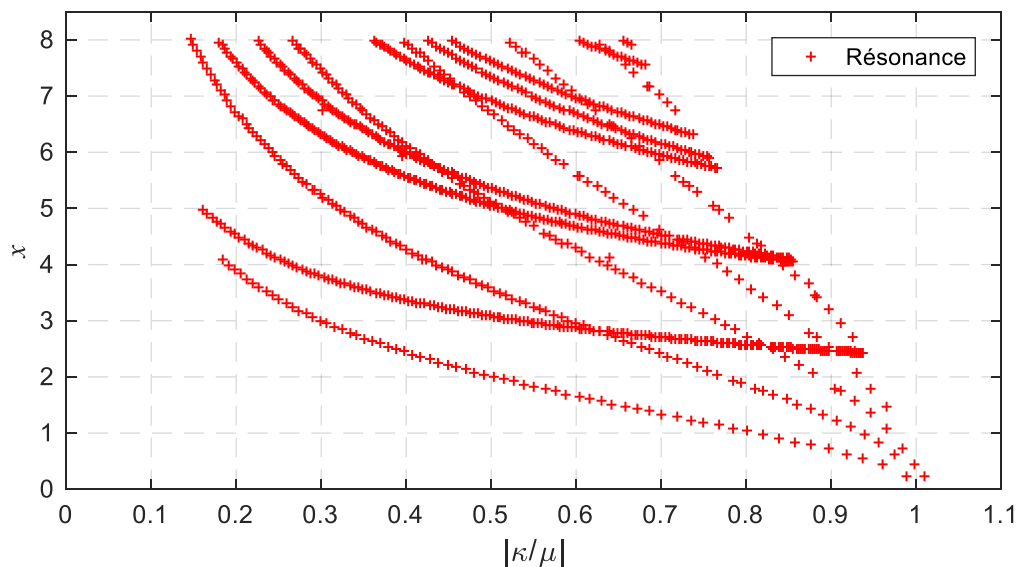


Figure III-12 Points de résonance obtenus à partir de 200 simulations EM d'un conducteur central disque en prenant les paramètres suivants : Rayon ferrites = 6 mm, Permivité = 15, $H_{i_{max}} = 1800$ Oe, $H_{i_{min}} = 100$ Oe, $M_{s_{max}} = 3000$ G, $M_{s_{min}} = 200$ G et $N = 200$

Ces résultats montrent un premier aperçu d'un abaque de x en fonction de $|\kappa/\mu|$ des modes résonants en champ faible pour un conducteur central disque calculé par la méthode numérique présentée précédemment. Cependant, ces résultats ne sont pas utilisables en l'état car d'une part l'ensemble des points n'est pas classé par mode mais par plans de calculs, et d'autre part les modes ne sont pas identifiés. Ces deux problématiques vont être traitées dans les paragraphes suivants.

- **Reconstruction des abaques**

Un programme de reconstruction des abaques a été développé. Son objectif est de trier les points afin d'avoir une courbe par mode et non plus un ensemble de points désordonnés.

Ce programme reconstruit les modes présents sur l'abaque un à un en sélectionnant tout d'abord le point le plus à gauche de l'abaque (lorsque $|\kappa/\mu|$ est le plus faible). Le second point sélectionné est le point le plus proche. A partir de ces deux points, des tests sont réalisés sur les autres points et deux critères permettant de savoir quel point est le suivant ont été définis.

Ces deux critères permettant de définir le troisième point sont un critère d'éloignement C_e et un critère de suivi C_s . Les expressions de ces critères sont définies par les expressions (III-10) et (III-11).

$$C_e = \sqrt{(X - x_2)^2 + (Y - y_2)^2} \quad (III-10)$$

$$C_s = \left| \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1} \times X - \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1} \times x_1 + y_1 - Y \right| \quad (III-11)$$

Avec x_1 et x_2 les valeurs de $|\kappa/\mu|$ des points 1 et 2, y_1 et y_2 les valeurs de x des points 1 et 2 et X et Y les valeurs de $|\kappa/\mu|$ et de x du point testé.

Le critère total C_T est défini par la somme pondérée de ces deux facteurs (III-12).

$$C_T = 2C_s + \frac{C_e}{3} \quad (III-12)$$

La procédure est répétée jusqu'à ce que plus aucun point ne respecte le critère $C_T < 1$.

Une fois la procédure terminée un mode est reconstitué. Les points de ce mode sont supprimés du nuage de points et la procédure est réitérée jusqu'à ce qu'il n'y ait plus aucun point. Malgré l'automatisation de cette méthode, la procédure numérique de raccord des modes ne permet pas toujours d'obtenir le résultat souhaité et un ajustement manuel est souvent requis. Un point d'amélioration pourrait consister à prendre en compte les trois ou quatre points précédents, au lieu de deux, dans le critère de suivi (III-11).

Ce programme permet néanmoins de raccorder entre eux les points d'un même mode. La Figure III-13 présente la reconstruction du nuage de points de la Figure III-12 après l'application du programme et une correction manuelle.

Les courbes des modes étant maintenant reconstruites, l'étape suivante consiste à identifier les modes correspondants.

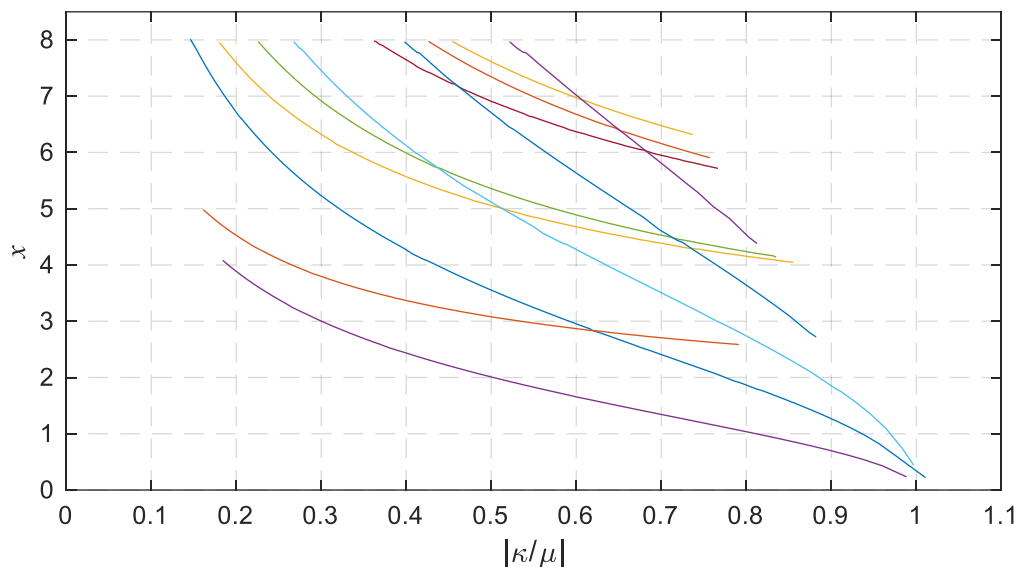


Figure III-13 Ensemble de courbes des x en fonction de $|\kappa/\mu|$ en champ faible d'un conducteur central disque obtenu par application du programme de raccord des modes sur les résultats de la Figure III-12

• Identification des modes

La dernière étape de la constitution d'un abaque des modes propres contrarotatifs dans une cavité à ferrite est l'identification des modes. Pour cela, un plan de calcul au centre de l'abaque est sélectionné et une simulation EM de ce plan est réalisée. Les cartographies des champs H de ce résonateur sont ensuite tracées aux fréquences de résonances. Comme déjà présenté dans le chapitre précédent, ces cartographies permettent d'identifier les modes à partir de leurs variations azimutales et radiales. La Figure III-14 représente l'abaque en champ faible d'un résonateur à conducteur central disque calculé par la méthode numérique et pour lequel les modes ont été identifiés.

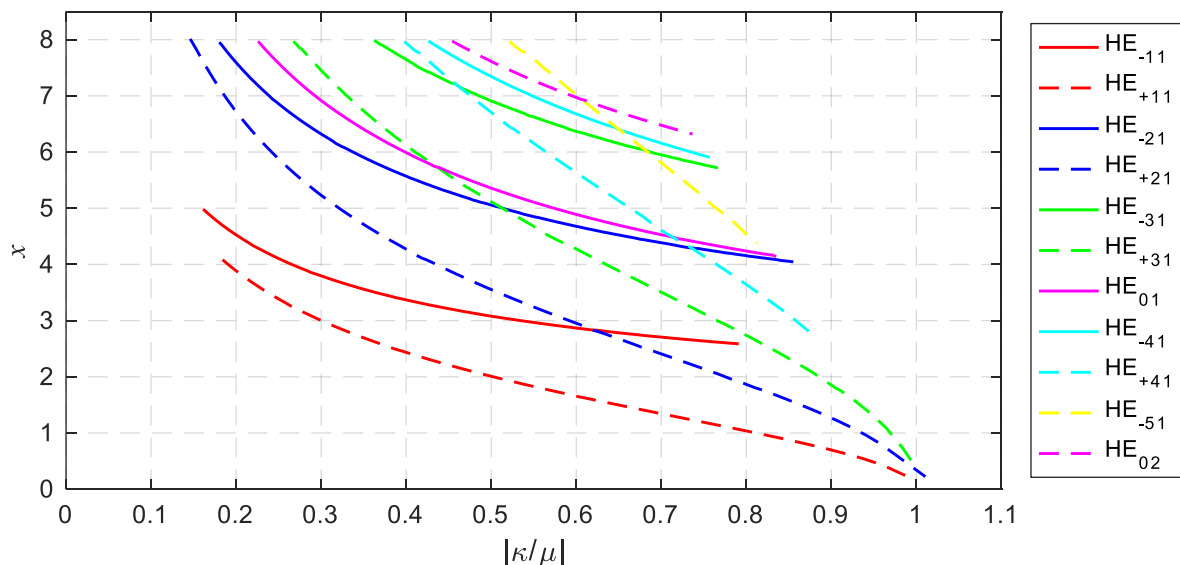


Figure III-14 Abaque en champ faible des modes propres d'une cavité triplaque à ferrite à conducteur central de type disque de même diamètre que les disques de ferrite calculé par la nouvelle méthode numérique

L'abaque de la Figure III-14 montre l'évolution des x des premiers modes contrarotatifs du résonateur triplaqué à conducteur central disque en fonction de $|\kappa/\mu|$. On remarque une évolution proche de celle des modes de Bosma hormis lorsque l'anisotropie est faible où les valeurs de x sont ici bien plus importantes. Cet abaque est valable uniquement pour un conducteur central de type disque de même diamètre que les disques de ferrite, la partie suivante traite de la construction d'abaques pour des conducteurs centraux de géométries différentes.

III.3.4. Bibliothèque d'abaques

Un des objectifs de ces travaux de thèse est de maîtriser l'écart fréquentiel entre les deux bandes d'un circulateur bi-bande. Dans le Chapitre II, il a été montré que le paramètre le plus influant sur la modification de l'écart entre la première et la seconde paire de modes est la géométrie du conducteur central. Pour étudier plus précisément l'impact de la géométrie des conducteurs centraux sur les fréquences de résonances, la méthode de construction des abaques présentés précédemment a été adaptée.

Cette adaptation est relativement simple puisque seul le modèle 3D a besoin d'être modifié. En effet, le conducteur de type disque est remplacé par la forme souhaitée et le reste de la procédure de construction des abaques ainsi que l'ensemble des programmes développés sous Matlab peuvent être réutilisés.

La Figure III-15 représente différents conducteurs centraux dont les abaques des modes propres pourraient être élaborés. Le plus simple est un conducteur Y, le second un conducteur Y avec stubs et les suivants sont des triangles couplés par les sommets et par les arrêtes.

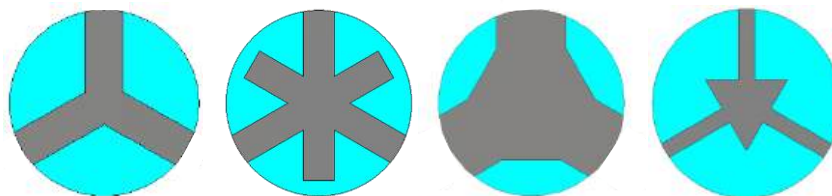


Figure III-15 Exemples de conducteurs centraux complexes pour résonateur triplaqué à ferrite

Dans ce manuscrit, seules les deux premières géométries seront détaillées.

III.3.4.1. Conducteur central en Y

Pour chaque géométrie de conducteur central en Y il est nécessaire de réaliser plusieurs abaques avec différentes largeurs de ligne en Y. Ces abaques seront utilisables pour toutes les géométries dont le rapport entre la largeur de la ligne en Y et le rayon du ferrite est identique.

Pour couvrir le maximum de possibilités de géométries, 20 abaques ont été calculés en modifiant entre chaque abaque la largeur de la ligne du Y. Ainsi, le rayon des disques de ferrite est maintenu à 6 mm et la largeur des lignes du conducteur a été modifiée de 0.5 à 5 mm. Chacun de ces 20 abaques a été calculé en environ 10h.

Les Figure III-16, Figure III-17 et Figure III-18 représentent les abaques des 5 premiers modes pour le résonateur dont le conducteur central en Y a des largeurs de ligne de 0.5, 2.6 et 5 mm.

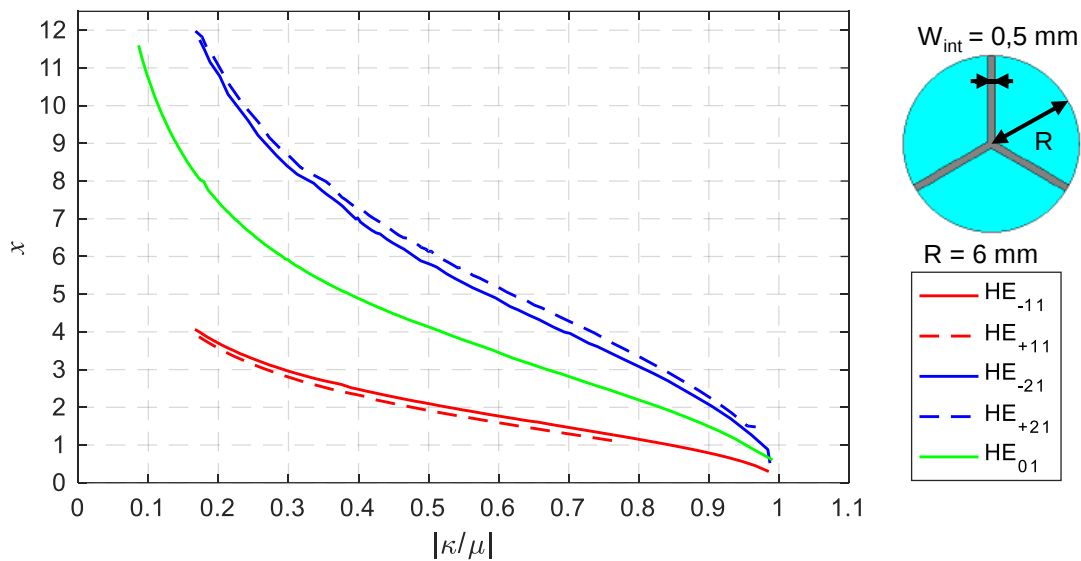


Figure III-16 Abaque en champ faible calculé par la méthode numérique d'un résonateur à ferrite à conducteur central Y pour lequel $W_{int} = 0.5 \text{ mm}$ et $R = 6 \text{ mm}$

La Figure III-16 montre que les modes + et – des paires de modes $HE_{\pm 11}$ et $HE_{\pm 21}$ sont très proches les uns des autres. Dans cette configuration, où la largeur de la ligne est faible par rapport au rayon du ferrite, c'est le mode supérieur HE_{-21} qui apparaît en premier. Cette observation est en accord avec les résultats du Chapitre II puisque nous avons vu, Figure II-19, qu'une inversion de l'ordre d'apparition des modes $HE_{\pm 21}$ se produit lorsque la largeur de la ligne en Y augmentait.

Il est également à noter que pour cet abaque, les modes + et les modes – tendent tous vers 0 lorsque la valeur absolue du facteur d'anisotropie est proche de 1, ce qui n'était pas le cas pour le conducteur central disque où seuls les modes + avaient ce comportement.

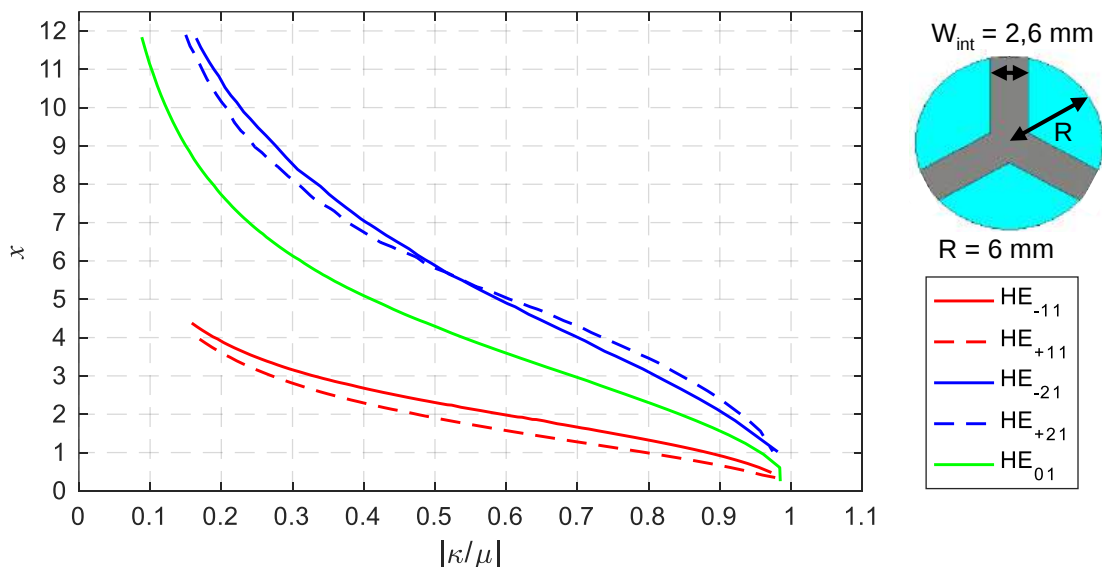


Figure III-17 Abaque en champ faible calculé par la méthode numérique d'un résonateur à ferrite à conducteur central Y pour lequel $W_{int} = 2.6 \text{ mm}$ et $R = 6 \text{ mm}$

La Figure III-17 montre que pour $W_{int} = 2.6$ mm l'ordre d'apparition des modes supérieurs est modifié lorsque le facteur d'anisotropie est autour de 0.5. En effet, lorsque l'anisotropie est faible, c'est le mode HE_{-21} qui apparaît en premier, alors que c'est le mode HE_{+21} pour des valeurs de $|\kappa/\mu|$ supérieures à 0.5.

Cela montre qu'en fixant la géométrie d'un résonateur, il est possible de modifier l'ordre d'apparition des modes supérieurs en modifiant la valeur de l'aimantation à saturation ou le champ magnétique statique interne. L'aimantation est un paramètre propre au matériau, il n'est donc pas possible de la modifier sans changer les ferrites. En revanche, il est envisageable de modifier l'ordre d'apparition des modes $HE_{\pm 21}$ en changeant simplement le champ magnétique statique.

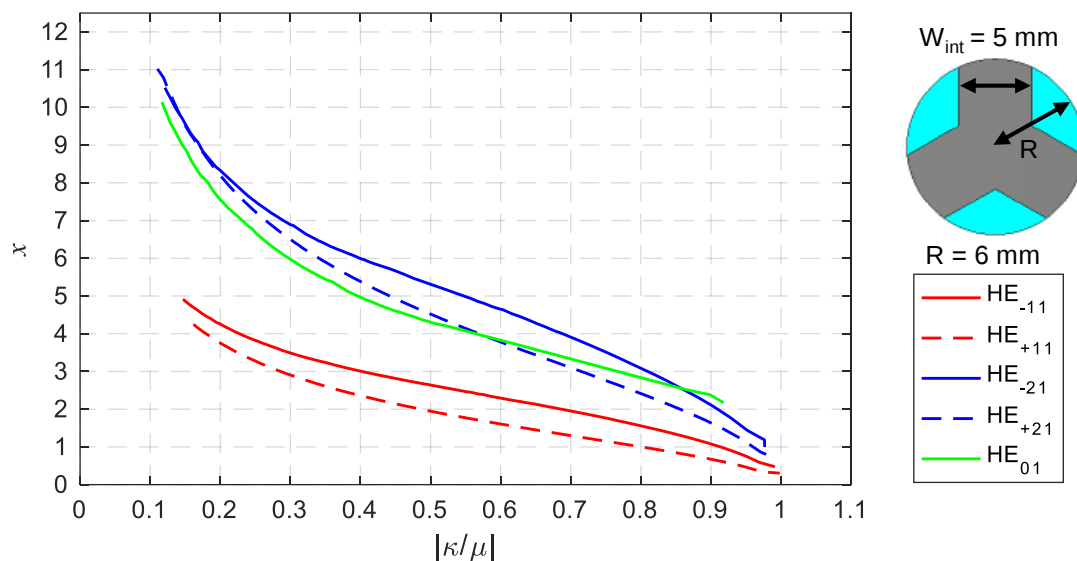


Figure III-18 Abaque en champ faible calculé par la méthode numérique d'un résonateur à ferrite à conducteur central Y pour lequel $W_{int} = 5$ mm et $R = 6$ mm

La Figure III-18 montre un cas où la largeur des lignes du conducteur est proche du rayon du ferrite. Dans ce cas, c'est le modes HE_{-21} qui apparaît en premier hormis là où les modes supérieurs se retrouvent dans une zone où l'anisotropie est inférieure à 0.15. Avec ce conducteur, le mode HE_{01} est proche des modes $HE_{\pm 21}$, si bien qu'il s'intercale entre les deux modes supérieurs lorsque l'anisotropie est supérieure à 0.6.

Ces premiers abaques des modes propres calculés à l'aide de la méthode développée dans ces travaux de thèse ont permis de mettre en évidence des comportements différents suivant les dimensions du conducteur central. En effet, avec un rapport W_{int}/R faible, l'ordre d'apparition des modes supérieurs peut être inversé et avec un rapport W_{int}/R fort le positionnement des modes se rapproche de celui d'une structure à conducteur central disque.

Afin d'avoir une bibliothèque d'abaque la plus large possible et permettant de couvrir le plus de cas possible, un second conducteur central a été étudié, le conducteur central Y avec stubs.

III.3.4.2. Conducteur central en Y avec stubs

Comme pour le cas précédent, le conducteur central en Y avec stubs a été modélisé en 3D sous CST MWS et 20 abaques ont été calculés grâce à la méthode numérique. Le plan de calcul est le même que le précédent c'est-à-dire que les valeurs limites de l'aimantation à

saturation et de champ magnétique statique interne sont $M_{s_{\max}} = 3000$ G, $M_{s_{\min}} = 200$ G, $H_{i_{\max}} = 1800$ Oe, $H_{i_{\min}} = 100$ Oe et 150 plans ont été calculés par abaque. Chaque abaque a nécessité environ 15h de calcul, soit 5h de plus que pour le résonateur à conducteur central en Y.

Les 20 abaques construits utilisent un résonateur dont le rayon des disques de ferrites est de 6 mm, pour un conducteur central dont les stubs mesurent 5 mm. Les résonateurs de tous les abaques présentent des largeurs de lignes et de stubs égales et variant de 0.5 à 5 mm.

La Figure III-19 représente l'abaque en champ faible du résonateur triplaque à ferrite à conducteur central en Y avec stubs et dont les largeurs de lignes et de stubs sont de 4.5 mm.

Avec ces largeurs de lignes importantes par rapport au rayon des disques de ferrites, la surface métallisée du conducteur central est proche de celle d'un conducteur central de type disque de même diamètre que les disques de ferrites. Il en résulte un comportement modal très proche puisque l'évolution des 5 premiers modes de ce conducteur est similaire à ceux du conducteur disque. On peut tout de même noter une différence de positionnement du mode HE_{01} qui se trouve entre le HE_{-21} et le HE_{+31} pour le disque alors qu'ici il est au-dessus du mode HE_{+31} .

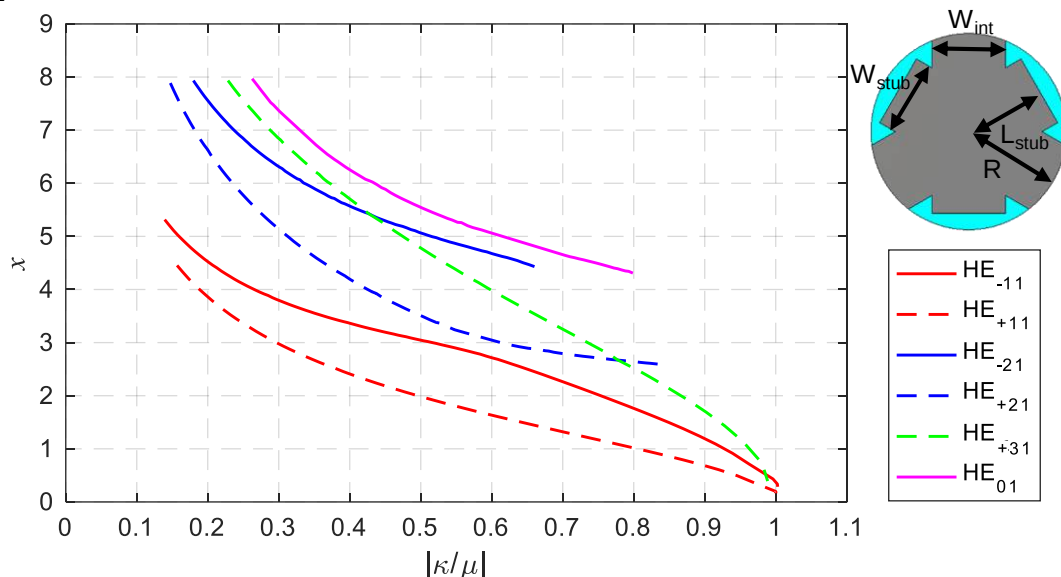


Figure III-19 ABAQUE en champ faible calculé par la méthode numérique d'un résonateur à ferrite à conducteur central Y avec stubs pour lequel $W_{int} = W_{stub} = 4.5$ mm, $L_{stub} = 5$ mm et $R = 6$ mm

Les Figure III-20 et Figure III-21 représentent les abaques en champ faible de x en fonction de $|\kappa/\mu|$ pour des largeurs de lignes de 2.8 et 1.5 mm, respectivement.

En diminuant les largeurs de lignes, les modes sont fortement modifiés et les 5 premiers modes se rapprochent les uns des autres. Ces modifications entraînent des changements dans les cartographies de champs et sont telles que lorsque les largeurs des lignes sont inférieures à 3 mm, les cartographies des 5 premiers modes montrent une seule variation azimutale ($n=1$) et une seule variation radiale ($m=1$). Comme nous l'avons fait dans le chapitre II, nous désignerons ces modes par $HE_{\pm 11}$ tout en notant que ce ne sont pas des « vrais » modes $HE_{\pm 11}$ tels qu'ils pourraient l'être si la condition de CCE était respectée sur toute la face inférieure du ferrite.

Chapitre III. Nouvelle méthode de dimensionnement des résonateurs à ferrite

Les modes supérieurs ont également des cartographies modifiées et ils sont référencés comme étant des modes $HE_{\pm nm}$ où n représente la variation azimutale et m la variation radiale.

Encore une fois, la surface entre les deux disques de ferrite n'étant pas ici entièrement métallique, cette désignation des modes est une notation simplifiée qui est faite en fonction de leurs cartographies de champs et de leur ressemblance aux modes purement $HE_{\pm nm}$.

Les 5 modes fondamentaux des Figure III-20 et Figure III-21 sont donc regroupés sous la notation $HE_{\pm 11}$.

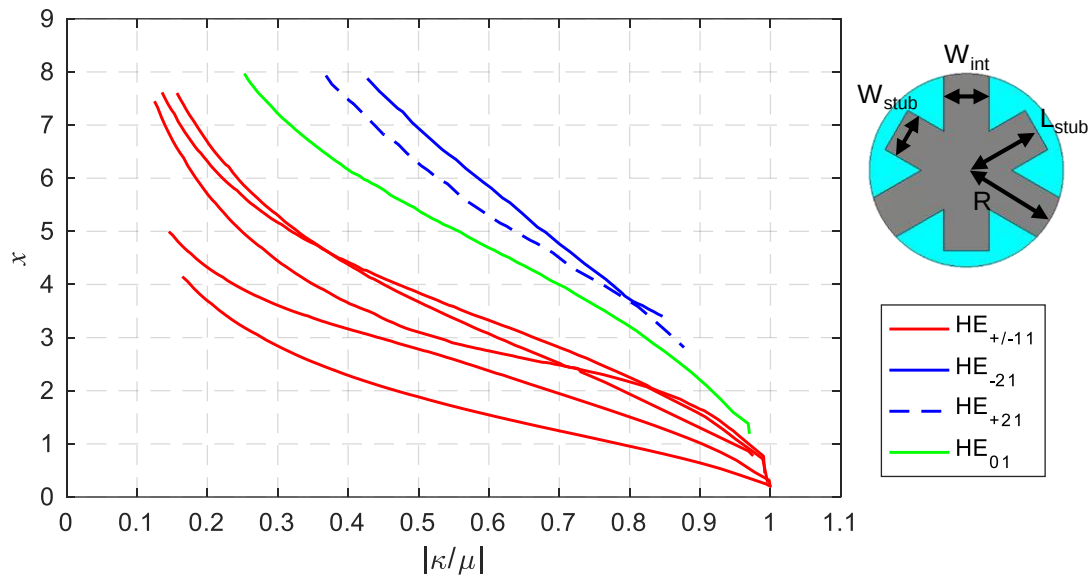


Figure III-20 *Abaque en champ faible calculé par la méthode numérique d'un résonateur à ferrite à conducteur central Y avec stubs pour lequel $W_{int} = W_{stub} = 2.8$ mm, $L_{stub} = 5$ mm et $R = 6$ mm*

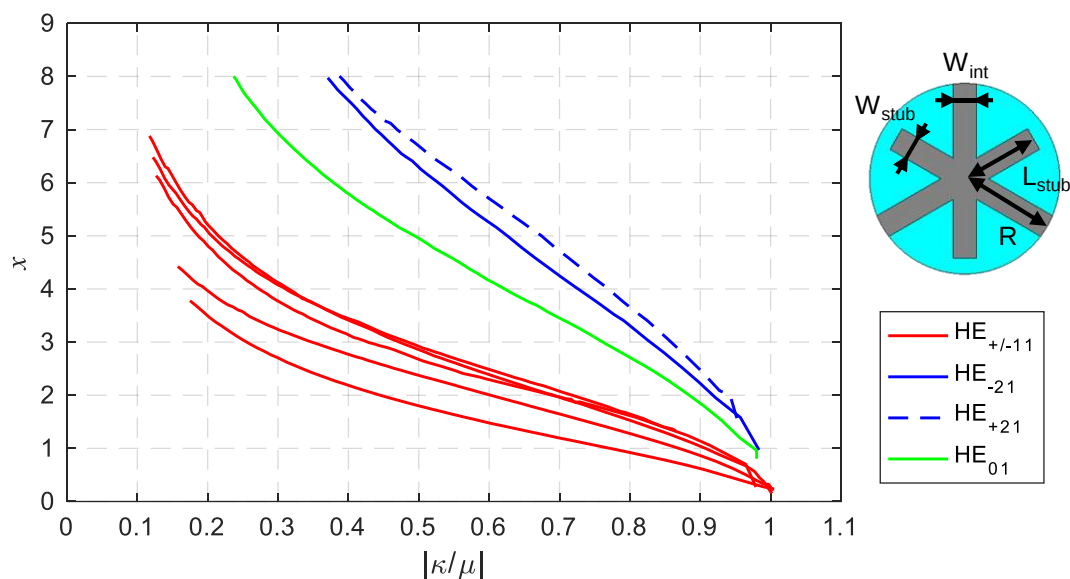


Figure III-21 *Abaque en champ faible calculé par la méthode numérique d'un résonateur à ferrite à conducteur central Y avec stubs pour lequel $W_{int} = W_{stub} = 1.5$ mm, $L_{stub} = 5$ mm et $R = 6$ mm*

Les résultats du calcul de ces abaques sont en accord avec les résultats précédents puisque pour une largeur de ligne importante c'est le mode supérieur HE_{+21} qui apparaît à la fréquence la plus basse. Et inversement pour des largeurs de lignes plus faibles, 1.5 mm pour la Figure III-21, c'est le mode HE_{-21} qui apparaît en premier.

Tous ces calculs nous ont donc permis de constituer une bibliothèque d'abaques regroupant des conducteurs centraux de différentes géométries. La partie suivante présente une première approche de l'utilisation de ces abaques ainsi qu'une comparaison entre les résultats obtenus à l'aide de ces abaques et ceux obtenus par une simulation EM 3D.

III.4. Validation des résultats

Pour vérifier que le calcul des abaques par notre méthode numérique donne des résultats corrects, les fréquences de résonance calculées à l'aide des abaques vont être comparées à celles de simulations EM 3D. Pour cela, un programme permettant de déterminer les fréquences de résonances des différents modes en fixant les paramètres d'un résonateur a été développé.

La première étape permet le calcul des valeurs de x et de $|\kappa/\mu|$ pour une grande plage de fréquences à partir des propriétés du ferrite fixées (H_i , M_s , R , ϵ_r et ΔH). La courbe de ce plan est ensuite tracée sur l'abaque sélectionné. Pour que le pas de $|\kappa/\mu|$ soit le même pour le plan et l'abaque, une régression linéaire est faite afin que tous les modes aient la même abscisse.

Finalement, le programme détermine l'indice du point d'intersection entre le plan et la courbe d'un mode. L'indice de ce point permet de remonter à la fréquence à laquelle cette intersection a lieu. Les points d'intersection du plan avec les courbes de chaque mode permettent ainsi de retrouver les fréquences de résonance de chaque mode du résonateur étudié.

III.4.1. Résonateur à conducteur central disque

Le premier type de résonateur étudié est celui avec un conducteur central disque. Les propriétés de trois résonateurs ont été choisies de manière à étudier trois cas différents, ces propriétés sont données Tableau III-3. Les ferrites sélectionnés proviennent tous du catalogue d'Exxelia [III-5].

	Résonateur 1	Résonateur 2	Résonateur 3
Ferrite [III-5]	Y208	Y220	Y39
M_s	800	1950	800
ϵ_r	14	15.4	14.6
R (mm)	4	2.2	10
H_i (Oe)	400	700	350

Tableau III-3 *Propriétés des trois résonateurs définis afin de valider l'abaque du résonateur à conducteur central disque*

La Figure III-22 reprend l'abaque des modes propres précédemment développé et tracé sur la Figure III-14 pour un conducteur central de type disque, en y intégrant les plans de ces trois résonateurs.

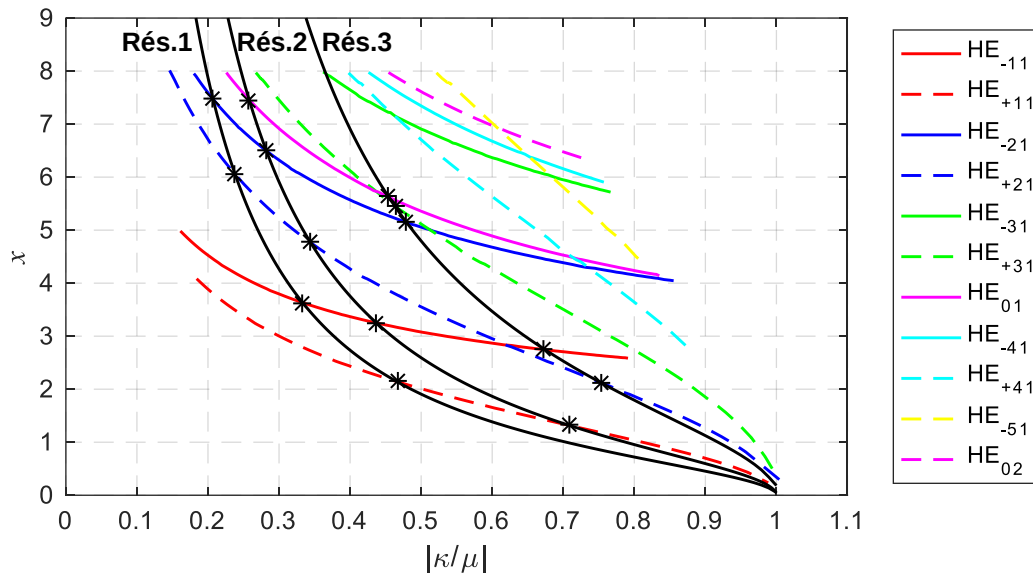


Figure III-22 Abaque en champ faible du résonateur triplaque à ferrite à conducteur central disque et plans et points d'intersections de trois résonateurs définis Tableau III-3

A partir du calcul des points d'intersections entre ces plans et les différents modes, les fréquences de résonance de ces trois résonateurs peuvent être déterminées. Les Tableau III-4, Tableau III-5 et Tableau III-6 présentent les résultats issus de cette étude ainsi que les fréquences de résonance calculées à l'aide du modèle 3D à sonde magnétique sous CST MWS. Les fréquences de résonances ont également été calculées en utilisant l'abaque de Bosma en champ faible de la Figure III-5.

	Résultats de l'abaque (GHz)	Résultats de la simulation EM (GHz)	Résultat Bosma (GHz)	Ecarts abaque - simulation (%)	Ecarts Bosma - simulation (%)
f_{HE+11}	5.52	5.60	5.27	1.4	6.1
f_{HE-11}	7.28	7.30	7.18	0.3	1.7
f_{HE+21}	9.84	10.12	9.09	2.8	10.7
f_{HE-21}	11.20	11.39	10.81	1.7	5.2

Tableau III-4 Fréquences de résonance du Résonateur 1 (Tableau III-3) calculées à l'aide de l'abaque Figure III-22, par simulation EM 3D et avec l'abaque de Bosma (Figure III-5)

	Résultats de l'abaque (GHz)	Résultats de la simulation EM (GHz)	Résultat Bosma (GHz)	Ecart abaque - simulation (%)	Ecart Bosma - simulation (%)
f_{HE+11}	9.41	10.01	8.77	5.9	13.2
f_{HE-11}	13.63	13.71	13.48	0.6	1.7
f_{HE+21}	16.90	17.82	15.38	5.2	14.7
f_{HE-21}	20.17	20.73	19.62	2.7	5.5
f_{HE01}	21.94	21.32	NA	2.8	NA

Tableau III-5 Fréquences de résonance du Résonateur 2 (Tableau III-3) calculées à l'aide de l'abaque Figure III-22, par simulation EM 3D et avec l'abaque de Bosma (Figure III-5)

	Résultats de l'abaque (GHz)	Résultats de la simulation EM (GHz)	Résultat Bosma (GHz)	Ecart abaque - simulation (%)	Ecart Bosma - simulation (%)
f_{HE-11}	3.82	3.76	3.49	1.6	7.4
f_{HE+21}	4.12	4.11	4.10	0.2	0.2
f_{HE-21}	5.29	5.28	4.83	0.2	8.9
f_{HE+31}	5.44	5.33	5.22	2.1	2.1
f_{HE01}	5.53	5.54	NA	0.2	NA

Tableau III-6 Fréquences de résonance du Résonateur 3 (Tableau III-3) calculées à l'aide de l'abaque Figure III-22, par simulation EM 3D et avec l'abaque de Bosma (Figure III-5)

Les fréquences calculées à l'aide des abaques sont proches de celles calculées à l'aide du logiciel de simulation EM. En effet, les écarts entre ces valeurs sont compris entre 0.2% et 5.9% et l'écart moyen est de 2%. L'abaque calculé obtient de meilleurs résultats que l'abaque de Bosma où les écarts sont compris entre 0.2 et 13.2%.

Les résultats en fréquences issus de l'abaque numérique sont satisfaisants d'autant plus que le gain de temps est considérable par rapport à la simulation. En effet, le calcul des fréquences à partir de l'abaque est bien plus rapide puisqu'il se termine en moins d'une seconde alors que la simulation EM peut durer autour de 5 minutes.

III.4.2. Résonateur à conducteur central Y

La même étude de vérification des fréquences de résonance est faite pour le conducteur central en Y. Pour chaque abaque calculé en utilisant ce conducteur central, le rayon R des disques de ferrite et la largeur W_{int} des lignes du conducteur étaient fixés. Il est donc possible

Chapitre III. Nouvelle méthode de dimensionnement des résonateurs à ferrite

de calculer une valeur de W_{int}/R pour chaque abaque. Cette valeur permettra de calculer la largeur W_{int} à utiliser par rapport à l'abaque choisi et au rayon des disques de ferrite défini.

Pour ce conducteur quatre résonateurs différents, dont les propriétés sont données Tableau III-7, ont été choisis. Les deux premiers résonateurs ont un rapport W_{int}/R de 0.24 qui correspond à l'abaque de la Figure III-16 et les résonateurs 3 et 4 ont un rapport W_{int}/R de 0.44 correspondant à l'abaque Figure III-17.

	Résonateur 1	Résonateur 2	Résonateur 3	Résonateur 4
Ferrite [III-5]	Y208	Y39	Y208	Y39
M_s	800	800	800	800
ϵ_r	14	14.6	14	14.6
H_i (Oe)	600	350	600	350
R (mm)	5	10	5	10
W_{int} (mm)	1.21	2.40	2.19	4.39
W_{int}/R	0.24	0.24	0.44	0.44

Tableau III-7 Propriétés des quatre résonateurs définis afin de valider l'abaque du résonateur à conducteur central Y

Les Figure III-23 et Figure III-24 reprennent les abaques précédents en y intégrant les plans de calcul des résonateurs définis dans le Tableau III-7.

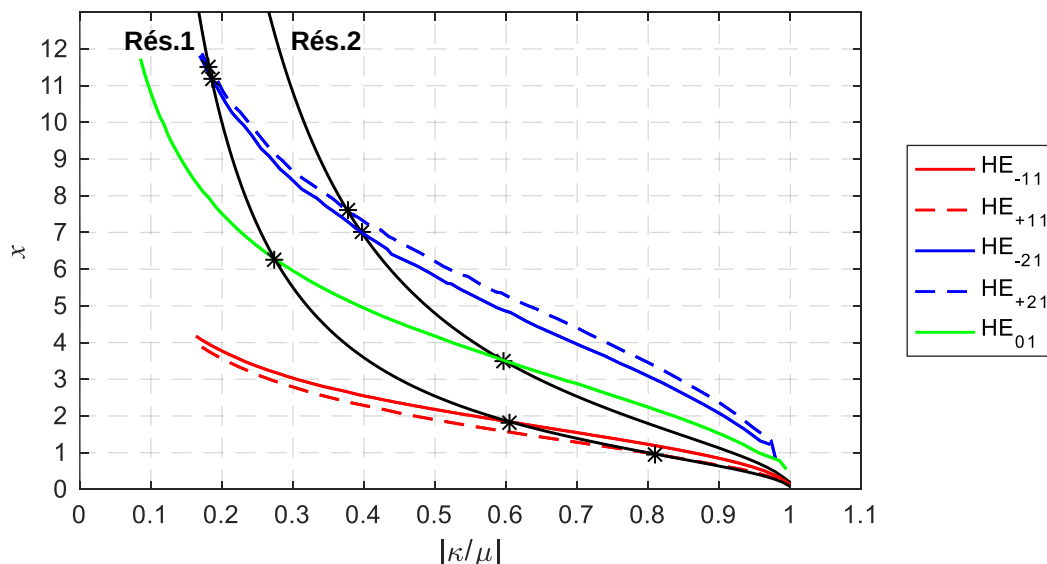


Figure III-23 Abaque en champ faible du résonateur triplaque à ferrite à conducteur central Y pour lequel $W_{int}/R = 0.24$ et plans et points d'intersections des résonateurs 1 et 2 définis Tableau III-7

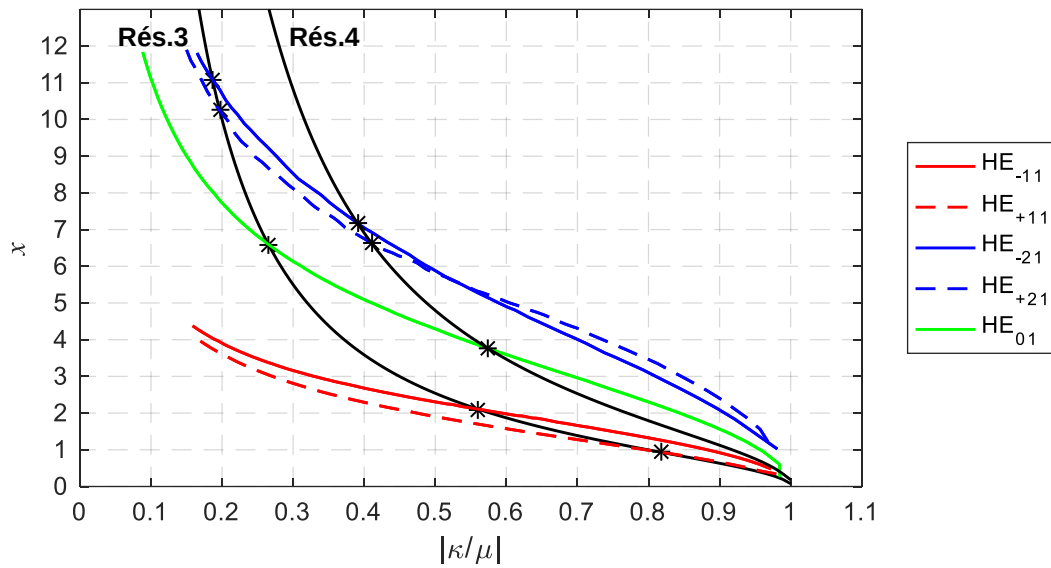


Figure III-24 Abaque en champ faible du résonateur triplaque à ferrite à conducteur central Y pour lequel $W_{int}/R = 0.44$ et plans et points d'intersections des résonateurs 3 et 4 définis Tableau III-7

Comme pour le conducteur de type disque, les valeurs des fréquences de résonance des quatre résonateurs sont calculées à l'aide des abaques des modes ainsi qu'à l'aide de simulations EM afin de comparer les résultats. Ces comparaisons sont données dans le Tableau III-8 pour les résonateurs 1 et 2 et dans le Tableau III-9 pour les résonateurs 3 et 4.

	Résonateur 1			Résonateur 2		
	Résultats de l'abaque (GHz)	Résultats de simulation EM (GHz)	Ecart (%)	Résultats de l'abaque (GHz)	Résultats de simulation EM (GHz)	Ecart (%)
f_{HE+11}	4.32	4.26	1.4	NA	NA	NA
f_{HE-11}	5.04	5.00	0.8	NA	NA	NA
f_{HE01}	8.95	8.93	0.2	4.49	4.43	1.4
f_{HE-21}	12.67	12.66	0.1	6.20	6.11	1.6
f_{HE+21}	12.89	12.78	0.8	6.47	6.50	0.5

Tableau III-8 Fréquences de résonance des résonateurs 1 et 2 (Tableau III-7) calculées à l'aide de l'abaque Figure III-23 et par simulation EM 3D sous CST

	Résonateur 3			Résonateur 4		
	Résultats de l'abaque (GHz)	Résultats de simulation EM (GHz)	Ecart (%)	Résultats de l'abaque (GHz)	Résultats de simulation EM (GHz)	Ecart (%)
f_{HE+11}	4.30	4.26	0.9	NA	NA	NA
f_{HE-11}	5.27	5.26	0.2	NA	NA	NA
f_{HE01}	9.21	9.19	0.2	4.61	4.57	0.9
f_{HE+21}	11.98	11.59	3.3	6.01	6.20	3.1
f_{HE-21}	12.60	12.29	2.5	6.27	6.37	1.6

Tableau III-9 Fréquences de résonance des résonateurs 3 et 4 (Tableau III-7) calculées à l'aide de l'abaque Figure III-24 et par simulation EM 3D sous CST

Pour certaines configurations, les fréquences de résonance se retrouvent être dans la zone de perméabilité effective négative. Les solutions de ces modes sont donc comprises dans la zone d'anisotropie supérieure à 1. Pour les modes de Bosma l'abaque qui comprend cette zone est présenté Figure III-5. Dans les nouveaux abaques numériques, la zone pour laquelle $|\kappa/\mu| > 1$ n'a pas été calculée, c'est pourquoi certains modes n'ont pas de résultats avec notre méthode. Afin de pouvoir calculer les fréquences de résonances dans ces zones il serait possible de calculer des abaques pour $|\kappa/\mu| > 1$ et de les ajouter aux abaques existants pour chaque géométrie de conducteur déjà calculées.

En utilisant les abaques du conducteur central en Y, la comparaison entre les calculs et les simulations montre que les résultats sont de nouveau très proches puisque les écarts sont compris entre 0.1 et 3.3%, ce qui est très satisfaisant. Encore une fois, le gain de temps est considérable puisque le calcul des fréquences de résonance à partir des abaques ne prend que quelques millisecondes.

III.4.3. Résonateur à conducteur central Y avec stubs

De la même manière que pour les abaques du conducteur central en Y, les abaques du conducteur central en Y avec stubs font l'objet de tests sur différents résonateurs. Les propriétés des résonateurs étudiés sont données dans le Tableau III-10 et les plans de calcul correspondants sont tracés sur les abaques présentés Figure III-25 et Figure III-26. La géométrie du conducteur étant plus complexe que pour un Y simple, il est nécessaire de définir plusieurs rapports pour chaque abaque. Le rapport W_{int}/R définit la relation entre le rayon du ferrite et la largeur W_{int} des lignes, W_{stub}/R définit la relation entre le rayon du ferrite et la largeur W_{stub} des stubs et L_{stub}/R définit la relation entre le rayon du ferrite et la longueur L_{stub} des stubs.

Chapitre III. Nouvelle méthode de dimensionnement des résonateurs à ferrite

	Résonateur 1	Résonateur 2	Résonateur 3	Résonateur 4
Ferrite [III-5]	Y208	Y39	Y208	Y39
Ms	800	800	800	800
ϵ_r	14	14.6	14	14.6
Hi (Oe)	600	350	600	350
R (mm)	5	10	5	10
W_{int} (mm)	1.21	2.40	2.4	4.8
W_{stub} (mm)	1.21	2.40	2.4	4.8
L_{stub} (mm)	4.17	8.33	4.17	8.33
W_{int}/R	0.24	0.24	0.48	0.48
W_{stub}/R	0.24	0.24	0.48	0.48
L_{stub}/R	0.83	0.83	0.83	0.83

Tableau III-10 Propriétés des quatre résonateurs définis afin de valider l'abaque du résonateur à conducteur central Y avec stubs

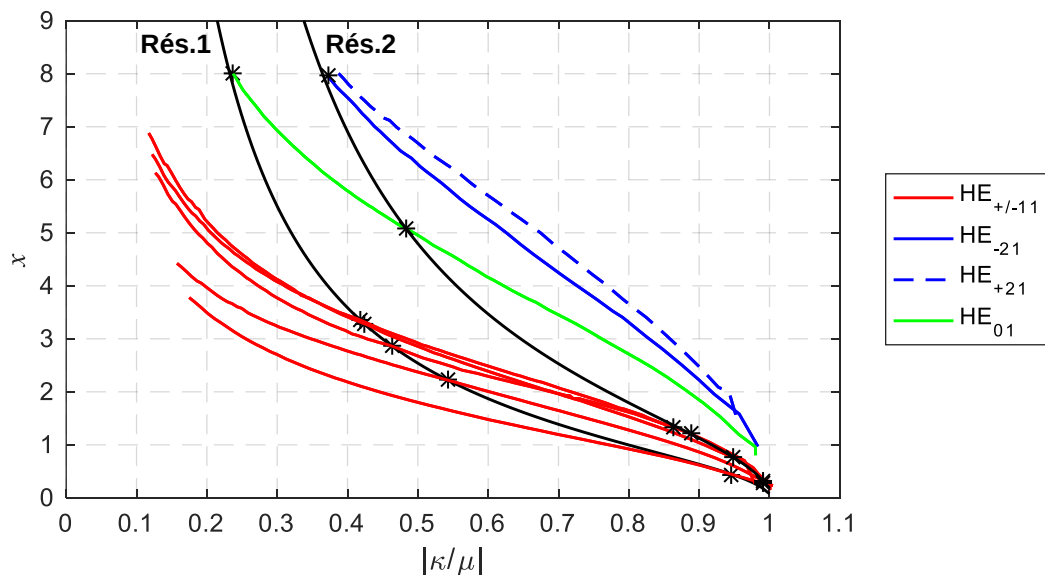


Figure III-25 Abaque en champ faible du résonateur triplaque à ferrite à conducteur central Y avec stubs pour lequel $W_{int}/R = 0.24$ et plans et points d'intersections des résonateurs 1 et 2 définis Tableau III-10

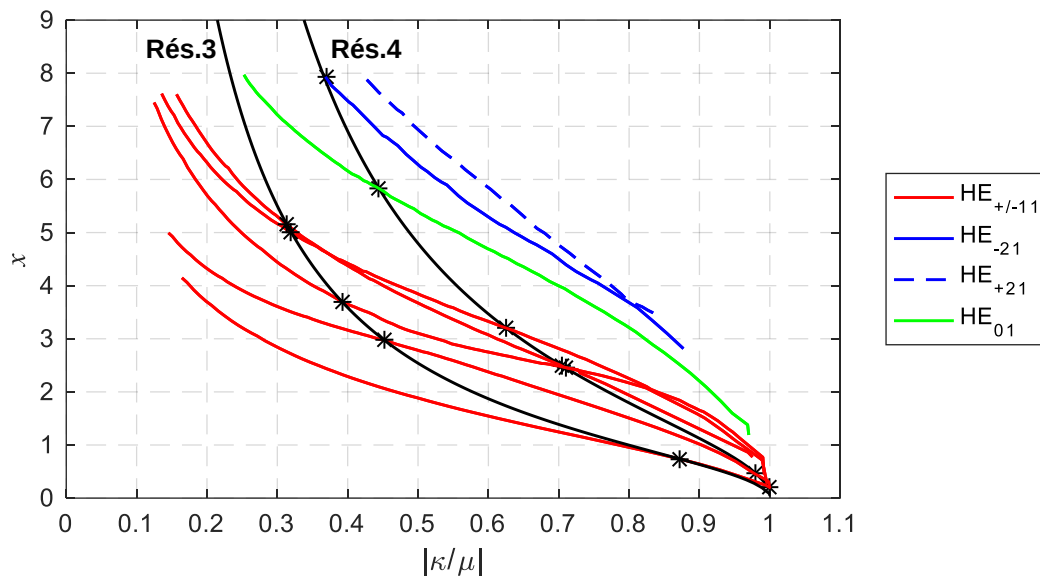


Figure III-26 Abaque en champ faible du résonateur triplaque à ferrite à conducteur central Y avec stubs pour lequel $W_{int}/R = 0.48$ et plans et points d'intersections des résonateurs 3 et 4 définis Tableau III-10

Les comparaisons entre les fréquences de résonances calculées à l'aide des abaques et simulées sont présentées Tableau III-11 et Tableau III-12.

	Résonateur 1			Résonateur 2		
	Résultats de l'abaque (GHz)	Résultats de simulation EM (GHz)	Ecart (%)	Résultats de l'abaque (GHz)	Résultats de simulation EM (GHz)	Ecart (%)
$f_{HE\pm 11}$	4.03	3.95	2.0	NA	NA	NA
$f_{HE\pm 11}$	5.38	5.39	0.2	3.25	3.14	3.5
$f_{HE\pm 11}$	5.96	5.88	1.4	3.32	3.22	3.1
$f_{HE\pm 11}$	6.36	6.39	0.5	3.46	3.39	2.1
$f_{HE\pm 11}$	6.43	6.41	0.3	3.51	3.47	1.2
f_{HE01}	10.32	10.31	0.1	5.26	5.26	0.0
f_{HE-21}	NA	NA	NA	6.64	6.64	0.0
f_{HE+21}	NA	NA	NA	NA	6.91	NA

Tableau III-11 Fréquences de résonance des résonateurs 1 et 2 (Tableau III-10) calculées à l'aide de l'abaque Figure III-25 et par simulation EM 3D sous CST

	Résonateur 3			Résonateur 4		
	Résultats de l'abaque (GHz)	Résultats de simulation EM (GHz)	Ecart (%)	Résultats de l'abaque (GHz)	Résultats de simulation EM (GHz)	Ecart (%)
$f_{HE\pm 11}$	4.17	4.15	0.5	3.24	3.23	0.3
$f_{HE\pm 11}$	6.07	6.07	0.0	3.27	3.38	3.3
$f_{HE\pm 11}$	6.73	6.78	0.7	3.97	3.86	2.9
$f_{HE\pm 11}$	7.87	7.95	1.0	3.99	3.99	0.0
$f_{HE\pm 11}$	8.00	8.15	1.8	4.34	4.23	2.6
f_{HE01}	NA	10.55	NA	5.62	5.70	1.4
f_{HE+21}	NA	NA	NA	6.62	6.72	1.5
f_{HE-21}	NA	NA	NA	NA	NA	NA

Tableau III-12 Fréquences de résonance des résonateurs 3 et 4 (Tableau III-10) calculées à l'aide de l'abaque Figure III-26 et par simulation EM 3D sous CST

Ces comparaisons montrent des écarts inférieurs à 4% pour le résonateur à conducteur central Y avec stubs.

Comme pour les conducteurs centraux en Y, certains modes se trouvent dans la zone où la perméabilité effective est négative. C'est le cas du mode du premier mode $HE_{\pm 11}$ du résonateur 2. De plus, les fréquences de certains modes n'ont pas pu être calculées à l'aide de la méthode des abaques. En effet, la limite supérieure de la fenêtre de calcul a été fixée à $x = 8$. Or avec cette valeur les fréquences calculées maximales sont autour de 10 GHz. Pour accéder à des fréquences supérieures à 10 GHz par la méthode des abaques, il faudrait tracer ces abaques pour des valeurs de x comprises supérieures à 8.

La partie suivante décrit les premières investigations dans le dimensionnement de résonateur à ferrite à partir d'un cahier des charges prédéfini et de la bibliothèque d'abaques que nous venons de présenter.

III.5. Méthode de dimensionnement des résonateurs à ferrite

III.5.1. Principe de la méthode

Dans les travaux de la littérature [III-1], [III-2], [III-4], [III-6] et du Chapitre II, il a été montré que les fréquences de fonctionnement d'un circulateur sont fixées par les fréquences de résonance de la cavité triplaque à ferrite. Le dimensionnement d'un résonateur consiste donc à retrouver les propriétés du résonateur pour lesquelles les fréquences des modes sont autour des fréquences de fonctionnement souhaitées.

Le principe de la méthode de dimensionnement présentée ici consiste à balayer les différents plans de chaque abaque jusqu'à retrouver une configuration qui respecte les conditions de fréquences fixées par un cahier des charges. Pour une circulation bi-bande, le cahier des charges fixe les deux fréquences de fonctionnement que nous noterons F_1 et F_2 .

Les abaques présentés précédemment permettent de calculer rapidement les valeurs des fréquences de résonance de chaque mode en fixant les paramètres d'un résonateur. Or, ces fréquences peuvent être reliées aux fréquences de fonctionnement f_1 et f_2 par les équations (III-13) et (III-14) en considérant que les fréquences de fonctionnement sont au centre d'une paire de mode.

$$f_1 = \frac{f_{HE+11} + f_{HE-11}}{2} \quad (III-13)$$

$$f_2 = \frac{f_{HE+21} + f_{HE-21}}{2} \quad (III-14)$$

Les fréquences f_1 et f_2 peuvent ainsi être calculées et comparées aux fréquences du cahier des charges F_1 et F_2 . Une grandeur d'erreur est définie comme étant la somme des valeurs absolues des écarts en fréquence centrale de chaque sous bande (relation (III-15)).

$$Err = |F_1 - f_1| + |F_2 - f_2| \quad (III-15)$$

Pour chaque abaque de la bibliothèque, les erreurs Err sont calculées pour un ensemble de configurations par un programme développé sous Matlab.

Dans ce nouveau programme, le rayon des ferrites est défini comme étant la liste $R(i_R)$ avec $R(i_R=1) = 1$ mm et jusqu'à $R(i_R=80) = 20$ mm. De la même manière le champ magnétique statique est défini par la liste $H_i(i_{Hi})$ avec $H_i(i_{Hi}=1) = 100$ Oe et jusqu'à $H_i(i_{Hi}=50) = 1500$ Oe.

Les propriétés de l'ensemble des ferrites du catalogue d'Exxelia [III-5] ont été entrées dans un tableur de manière à remplacer les variables de permittivité effective ϵ_r , d'aimantation à saturation M_s et de pertes magnétiques ΔH par une seule variable : le nom du ferrite.

Le programme développé permet ainsi de déterminer le conducteur central (géométrie et dimensions) et le type de ferrite pour lesquels une solution est proche de celle du cahier des charges. Le diagramme en ligne du programme est présenté Figure III-27.

Comme le cahier des charges fixe également le fonctionnement unidirectionnel ou bidirectionnel du circulateur, une fonction permettant de choisir le mode de fonctionnement a été ajoutée au programme. Ainsi, pour un fonctionnement unidirectionnel le programme ne conservera que les solutions pour lesquels $f_{HE+21} < f_{HE-21}$ et inversement si l'on souhaite un fonctionnement bidirectionnel.

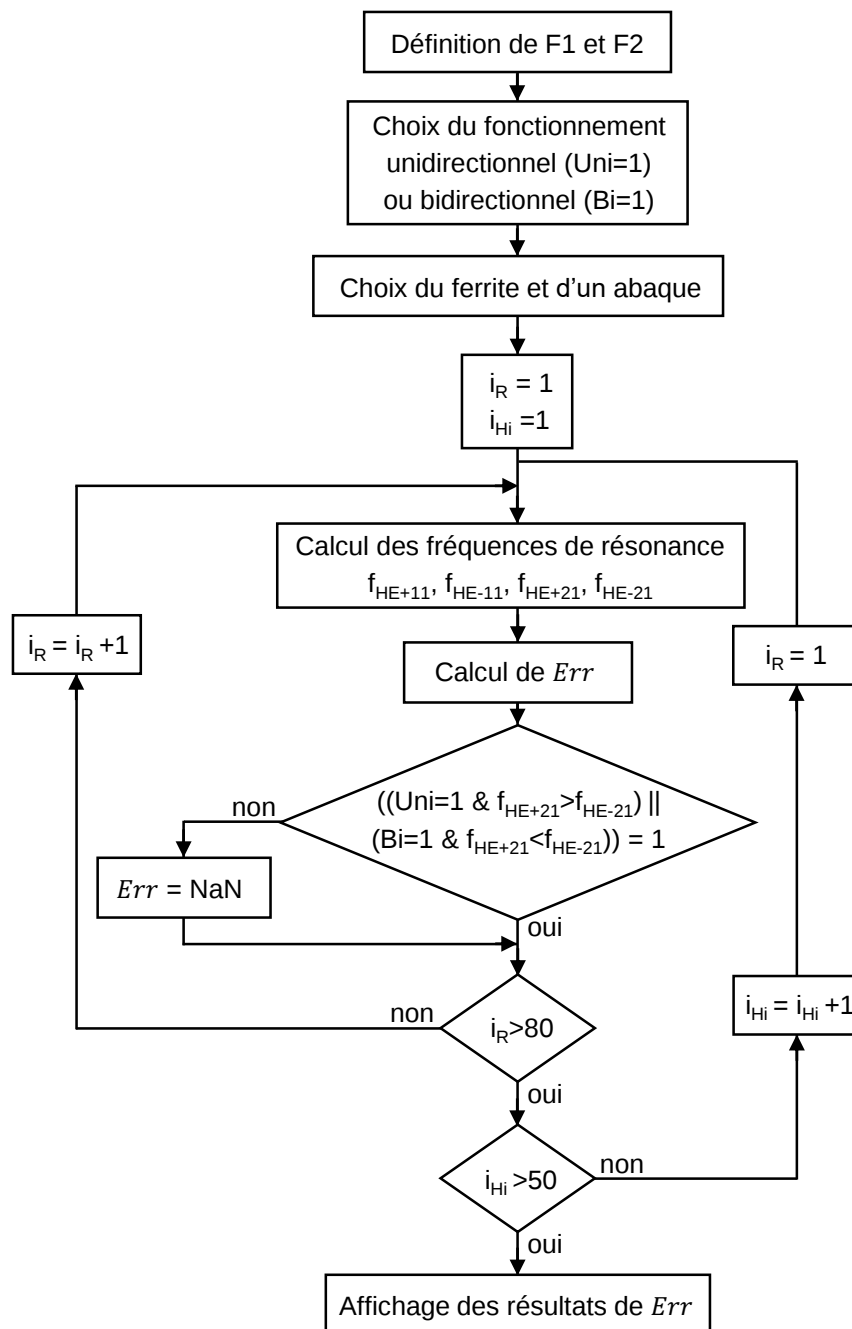


Figure III-27 *Diagramme en ligne du programme Matlab de calcul de l'erreur en fréquence Err à partir des fréquences d'un cahier des charges*

III.5.2. Application de la méthode : Circulateur bidirectionnel

Pour vérifier le bon fonctionnement de la méthode, un premier cahier des charges a été défini. Il se base sur les fréquences proposées dans le chapitre précédent, 5 GHz et 10 GHz mais propose de réaliser un fonctionnement bidirectionnel.

La méthode de dimensionnement des résonateurs à ferrites à résonateur complexe proposée Figure III-27 a donc été appliquée en fixant $F_1=5$ GHz, $F_2=10$ GHz tout en assurant un fonctionnement bidirectionnel.

Chapitre III. Nouvelle méthode de dimensionnement des résonateurs à ferrite

Notre programme a ainsi pu nous proposer les propriétés d'un résonateur permettant de respecter ces conditions en quelques minutes en utilisant le ferrite Y39 et l'abaque du résonateur à conducteur central Y avec un rapport W/R de 0.636.

La Figure III-28 représente la valeur de Err en GHz en fonction du champ magnétique statique et du rayon du ferrite pour un ferrite Y39 et un conducteur central en Y avec un rapport largeur de ligne sur rayon de 0.636. Sur cette figure, la valeur de Err est minimale (égale à 140 MHz) lorsque le rayon du ferrite est de 5.19 mm et le champ magnétique statique de 760 Oe.

Les Figure III-28 (b) et Figure III-28 (c) confirment que, pour un rayon autour de 5.19 mm et un champ magnétique statique de 760 Oe, la première bande de circulation est autour des 5 GHz de consigne et la deuxième bande autour de 10 GHz. En effet pour ce couple {rayon ; champ magnétique}, la différence entre la fréquence calculée et la fréquence de consigne est de 100 MHz pour la première fréquence de fonctionnement et de 40 MHz pour la deuxième. Ces faibles valeurs nous indiquent que les écarts entre les fréquences de consignes et celles calculées sont faibles.

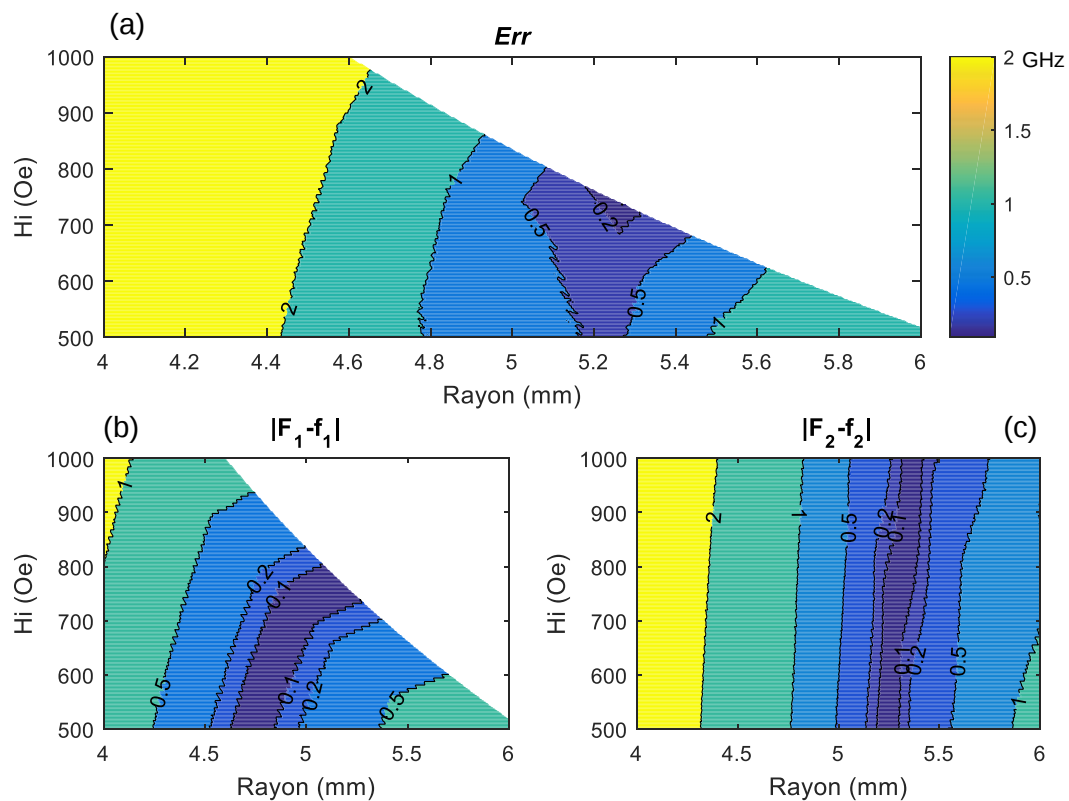


Figure III-28 Courbes de niveaux de l'écart entre la fréquence centrale calculée et celle du cahier des charges pour la première bande (a) et la seconde (b) et courbe de niveau de Err (c) en fonction du rayon des disques de ferrites et du champ magnétique statique : Résultats pour un ferrite Y39 et un résonateur à conducteur central Y avec $W/R = 0.636$ et pour une consigne de $F_1 = 5$ GHz et $F_2 = 10$ GHz et un fonctionnement bidirectionnel ($f_{HE+21} < f_{HE-21}$)

Il est à noter Figure III-28 que de nombreuses zones sont « blanches ». Dans ces zones le programme n'a pas pu calculer les valeurs de Err car le plan du résonateur se retrouve à l'extérieur de l'abaque. En ajoutant aux abaques les zones pour lesquels $|\kappa/\mu| > 1$ il serait possible de calculer davantage de cas notamment pour la première bande.

Afin de vérifier les résultats du programme de dimensionnement des résonateurs à ferrite, le résonateur avec les propriétés ainsi définies a été modélisé sous CST MWS. Le ferrite est donc de type Y39 ($M_s = 800$ G, $\epsilon_r = 14.6$ et $\Delta H = 4$ Oe) avec un champ magnétique statique $H_i = 760$ Oe et a un rayon de 5.19 mm. Ce résultat a été trouvé avec l'abaque du conducteur central Y pour lequel W/R est 0.636. Le résonateur modélisé a donc un conducteur central Y dont les lignes ont une largeur de 3.3 mm.

Les paramètres S de ce résonateur excité par des sondes magnétiques sont présentés Figure III-29. Ces résultats montrent une première paire de mode centrée autour de 4.82 GHz et des modes supérieurs centrés autour de 10.01 GHz. Les modes sont donc proches des fréquences de consignes de 5 et de 10 GHz.

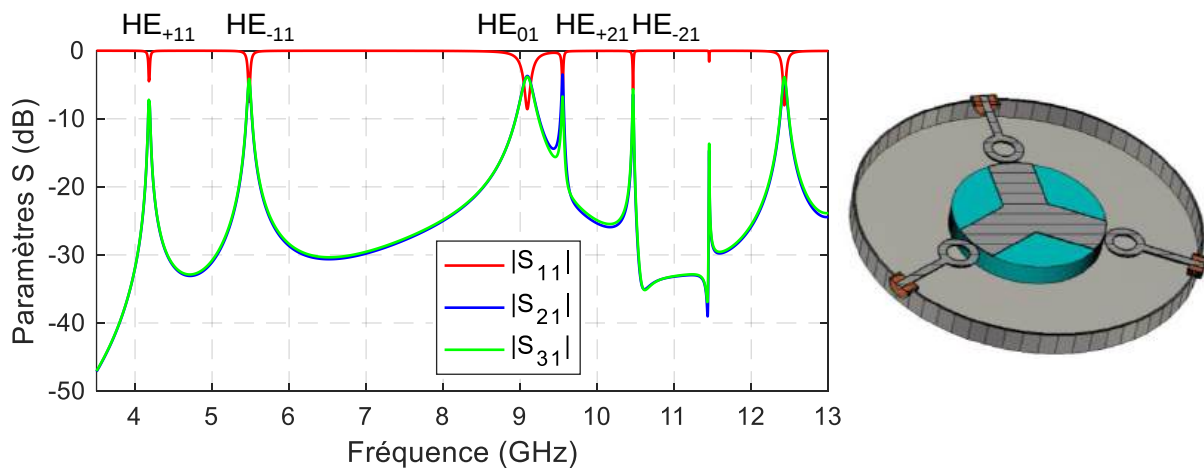


Figure III-29 Paramètres S du modèle découplé de résonateur à conducteur central Y avec $M_s = 800$ G, $\epsilon_r = 14.6$, $\Delta H = 4$ Oe, $H_i = 670$ Oe, $R = 5.33$ mm et $W = 3.18$ mm

Un second cahier des charges a été défini afin de valider la méthode dans le cas d'un circulateur unidirectionnel et pour des fréquences de fonctionnement plus éloignées.

III.5.3. Application de la méthode : Circulateur unidirectionnel

Pour ce second test de la méthode, les fréquences de consignes choisies sont de 4 GHz pour la première bande et de 12 GHz pour la seconde bande avec un fonctionnement unidirectionnel donc avec $f_{HE+21} > f_{HE-21}$. Un résonateur qui respecte ces conditions est retrouvé en utilisant un ferrite de type Y34 et l'abaque du conducteur central en Y pour lequel W/R est de 0.2017.

Les écarts entre les fréquences de consignes et les fréquences centrales calculées sont présentés Figure III-30 en fonction du champ magnétique statique et du rayon de ferrite pour un ferrite de type Y34 et l'abaque du conducteur central Y avec un rapport entre la largeur de la ligne et le rayon du ferrite de 0.2017.

La somme des écarts entre les deux fréquences centrales Err (Figure III-30 (c)) est la plus faible pour un rayon de ferrite de 5.1 mm et un champ magnétique statique de 180 Oe. Sa valeur est de 140 MHz et les Figure III-30 (b) et (c) montrent que dans ce cas, $|F_1-f_1|=70$ MHz et $|F_2-f_2|=70$ MHz.

Le résonateur qui respecte donc au mieux les conditions de fréquences de 4 GHz pour la première et de 12 GHz pour la seconde bande tout en ayant un fonctionnement unidirectionnel est donc le résonateur à conducteur central Y avec un rapport W/R de 0.2017, un ferrite Y34, un rayon de 5.1 mm et un champ magnétique statique de 180 Oe.

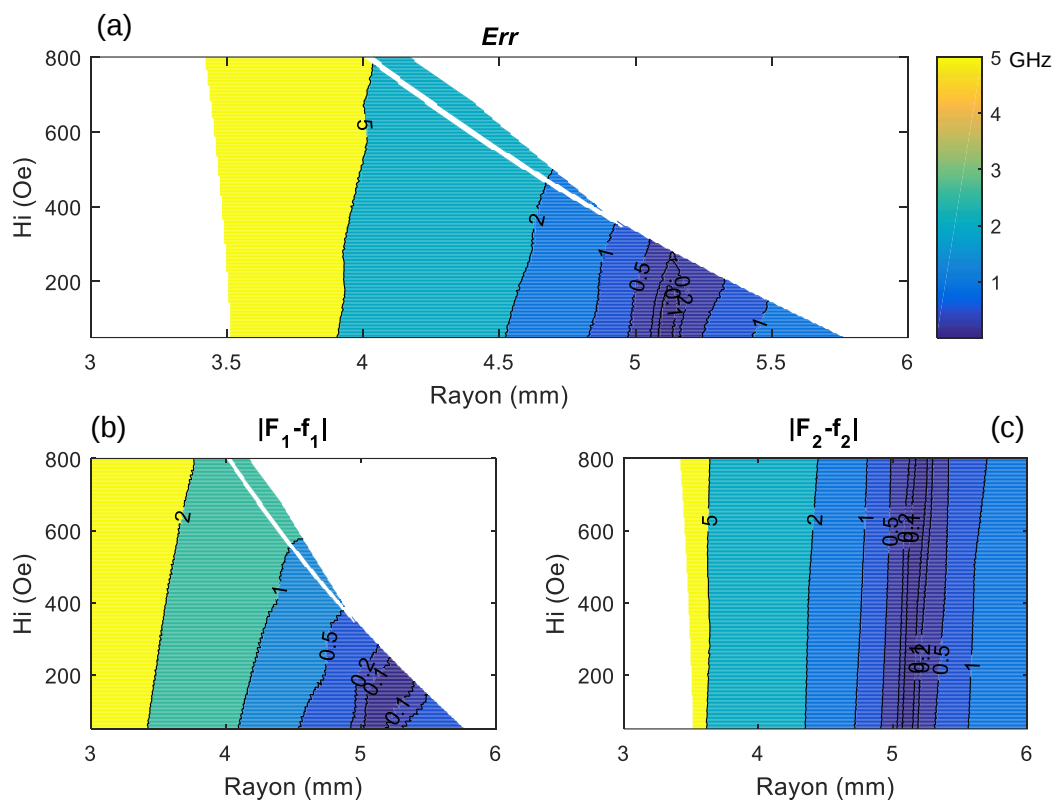


Figure III-30 Courbes de niveaux de l'écart entre la fréquence centrale calculée et celle du cahier des charges pour la première bande (a) et la seconde (b) et courbe de niveau de Err (c) en fonction du rayon des disques de ferrites et du champ magnétique statique : Résultats pour un ferrite Y34 et un résonateur à conducteur central Y avec $W/R = 0.2017$ et pour une consigne de $F_1 = 4$ GHz et $F_2 = 12$ GHz et un fonctionnement unidirectionnel ($f_{HE+21} > f_{HE-21}$)

Pour vérifier ce résultat, ce résonateur a été modélisé et simulé sous CST MWS en utilisant des sondes magnétiques aux trois accès pour exciter faiblement la structure. Les paramètres S de la simulation sont présentés Figure III-31 et montrent une paire de modes fondamentaux centrée autour de 4.18 GHz et une paire de modes supérieurs centrée à 11.98 GHz.

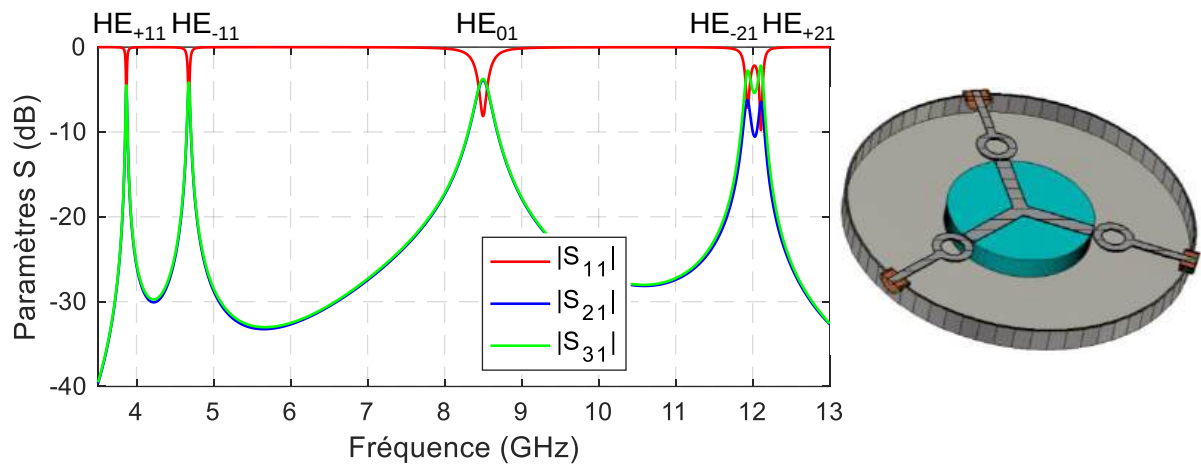


Figure III-31 Paramètres S du modèle découplé de résonateur à conducteur central Y avec $M_s = 1030$ G, $\epsilon_r = 14.9$, $\Delta H = 4$ Oe, $H_i = 180$ Oe, $R = 5.10$ mm et $W = 1.03$ mm

Le rapport F_2/F_1 que l'on pourrait obtenir en couplant ce résonateur pourrait ainsi être de 2.87.

Ces deux exemples montrent que la méthode permet bien de définir les propriétés des matériaux, de champ statique et les paramètres géométriques d'un résonateur en fonction de fréquences définies par un cahier des charges. De plus le fonctionnement uni ou bidirectionnel peut être prédit en fonction de l'ordre d'apparition des modes supérieurs.

A ce stade, les fréquences et le mode de fonctionnement des circulateurs sont définis mais ils ne sont pas encore fonctionnels puisqu'ils ne sont pas couplés. Le chapitre suivant présentera une méthode analytique permettant le couplage d'un résonateur quelconque sur plusieurs bandes de fréquences quelle que soit la géométrie de son conducteur centrale et sans utiliser d'étude paramétrique. Cette étape constituera la dernière étape de la conception d'un circulateur bi-bande fonctionnant en champ faible.

III.6. Conclusions et perspectives

Ce chapitre a présenté une méthode numérique de dimensionnement des résonateurs à ferrites. Cette méthode permet de déterminer toutes les propriétés d'un résonateur (géométriques, intrinsèques et de polarisation) pour respecter les conditions de fréquences et de fonctionnement fixées par un cahier des charges.

Cette méthode se base sur l'utilisation d'abaques des modes propres dans les cavités à ferrites. Pour cela et dans une première étape, un programme Matlab de construction d'abaques des modes des résonateurs à conducteurs centraux complexes a été développé. Ce programme fait appel au modèle numérique 3D de résonateurs découplés et a permis de définir une bibliothèque d'abaques comprenant différentes configurations des conducteurs centraux en Y et Y avec stubs.

La seconde étape fait appel à un second programme développé qui permet le calcul des fréquences de résonances des modes propres à partir des abaques et des propriétés fixées. Ce programme a été testé sur plusieurs exemples et pour plusieurs abaques de la bibliothèque. Les résultats ont été comparés à ceux obtenus par simulation EM 3D et les écarts obtenus entre les fréquences issues de la méthode et celles de la simulation sont inférieurs à 6% pour le conducteur central de type disque et inférieurs à 4% pour les conducteurs en Y et Y avec stubs. Les temps de calcul des fréquences à l'aide des abaques sont très inférieurs à ceux de simulations puisqu'ils sont de l'ordre de quelques centaines de millisecondes contre 5 minutes pour une simulation EM.

Finalement, deux exemples d'utilisation de ces abaques pour retrouver les propriétés d'un résonateur à partir d'un cahier des charges ont été présentés. Notre méthode a ainsi été validée puisqu'elle a permis de retrouver les propriétés des résonateurs avec de faibles écarts entre la consigne et la simulation de vérification.

Grâce à la rapidité de calcul et à la possibilité de balayer un grand nombre de cas dans un temps très court, cette méthode a permis de définir des résonateurs impossibles à obtenir rapidement par la méthode de conception itérative utilisée au Chapitre II. De plus, avec la bibliothèque actuelle, des intervalles de rapports entre la seconde fréquence de fonctionnement f_2 et la première f_1 ont pu être établis. Les limites sont actuellement de 1.6 pour le rapport f_2/f_1 le plus faible et de 2.9 pour le plus élevé.

Ces travaux ne représentent qu'une première approche d'une méthode de conception complètement automatisée. En effet et bien que les résultats obtenus soient encourageants, plusieurs points pourraient être améliorés afin d'en augmenter l'efficacité :

- Tout d'abord les abaques calculés contiennent uniquement la partie où le facteur d'anisotropie est compris entre 0 et 1. Afin de pouvoir balayer plus de cas il serait nécessaire de prendre en compte un facteur d'anisotropie allant jusqu'à 1.5 notamment pour pouvoir comparer les fréquences de la méthode aux fréquences des modes fondamentaux des circulateurs réalisés au Chapitre II.

- Pour comparer les différents résultats il serait intéressant de calculer des abaques pour d'autres formes de conducteur central, notamment des formes triangulaires couplés par les sommets ou les arêtes.

- La prise en compte de valeurs de x plus importantes pourrait permettre d'étudier des modes encore supérieurs comme la paire de mode $HE_{\pm 31}$. Il serait ainsi envisageable de trouver des configurations propices à la circulation tri-bande ou avec des rapports f_2/f_1 plus importants en utilisant les modes $HE_{\pm 11}$ et $HE_{\pm 31}$.

- Un autre axe d'amélioration de la méthode est la mise en place de modèles sur les courbes des abaques. Cela permettrait de réduire les temps de calculs en évitant les multiples régressions linéaires. Il serait également possible d'interpoler des résultats pour des cas où le rapport W/R ne tombe pas sur un rapport déjà calculé.

- Et enfin, plutôt que de balayer un ensemble de cas, il serait possible d'inclure au programme un algorithme d'optimisation.

Grace à ces travaux il est possible d'obtenir les propriétés d'un résonateur à ferrite mais cela ne suffit pas à l'obtention d'une circulation bi-bande. En effet pour obtenir un circulateur il est nécessaire de coupler les modes propres présentés dans ce chapitre. Le chapitre suivant présente donc une nouvelle méthode de couplage complètement analytique, plus complexe mais aussi plus fiable que la méthode de couplage itérative présentée au chapitre II.

III.7. Bibliographie du Chapitre III

- [III-1] H. Turki, L. Huitema, T. Monediere, B. Lenoir, et C. Breuil, « New Concept Validation of Low-Loss Dual-Band Stripline Circulator », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 67, n° 3, p. 845-850, mars 2019, doi: 10.1109/TMTT.2018.2890632.
- [III-2] H. Bosma, « On the principle of stripline circulation », *IEE-Part B Electron. Commun. Eng.*, vol. 109, n° 21S, p. 137-146, 1962.
- [III-3] J. Helszajn, « The Stripline Circulator : Theory and Practice », *John Wiley Sons Inc*, p. 614, 2008.
- [III-4] E. Bois, « Contribution à la modélisation de circulateurs à ferrite en structure triplaque par développements modaux », Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 1994.
- [III-5] « <https://exxelia.com/fr/produits/liste/materiaux-et-hyperfrequence/ferrites> ». .
- [III-6] M. Latrach, « Caractérisation électromagnétique de résonateurs à ferrite : Structure triplaque et multirésonateurs concentriques », Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 1990.

Chapitre IV.

Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

IV.1. Introduction.....	139
IV.2. Méthodes de calcul de la matrice impédance d'un résonateur à ferrite	140
IV.2.1. Méthode par l'intégration des champs E et H	140
IV.2.2. Méthode type dé-embedding.....	143
IV.2.3. Comparaison des résultats.....	145
IV.3. Couplage et adaptation des résonateurs triplaques – Validation de la méthode	147
IV.3.1. Couplage des résonateurs à ferrite	147
IV.3.2. Validation expérimentale et comparaison des méthodes.....	151
IV.3.3. Validation de la méthode de couplage aux circulateurs bi-bandes	154
IV.3.3.1. Circulateur unidirectionnel du Chapitre II	155
IV.3.3.2. Circulateur bidirectionnel du Chapitre II	158
IV.4. Adaptation de la méthode à la technologie micro-ruban	160
IV.4.1. Objectifs et technologie utilisée	160
IV.4.2. Etude découplé d'un résonateur micro-ruban.....	161
IV.4.3. Couplage du résonateur – Adaptation de la nouvelle méthode.....	162
IV.4.4. Etude magnétostatique	165
IV.4.5. Cosimulation magnétostatique-électromagnétique	166
IV.4.6. Réalisation et mesures des prototypes.....	167
IV.5. Conclusion.....	170
IV.6. Bibliographie du Chapitre IV	171

IV.1. Introduction

Les premières études analytiques de la littérature sur les circulateurs à ferrite [IV-1], [IV-2] ont montré qu'il était possible d'obtenir une fonction de circulation sur une bande de fréquence et en utilisant un conducteur central de type disque. A la suite de ces travaux, d'autres études ont permis l'obtention d'une fonction de circulation sur des larges bandes de fréquences [IV-3]. Comme évoqué dans les chapitres précédents, ces études analytiques se basent sur l'hypothèse que la limite ferrite/diélectrique est un court-circuit magnétique. De plus elles ne sont valables que pour un conducteur central de type disque et de même diamètre que les disques de ferrites. Les études analytiques sur les circulateurs avec un conducteur central différent du disque sont plus rares mais on peut tout de même citer le travail de J.Helszajn sur un circulateur à conducteur central en Y avec stubs [IV-4].

Les études analytiques issues de la littérature présentent donc quelques limites puisqu'elles ne sont valables que pour une seule géométrie de conducteur central à la fois et elles ne sont valables que pour le couplage des modes fondamentaux. En effet, elles ne prennent pas en considération le couplage des modes supérieurs et ne permettent donc pas de retrouver une circulation sur deux bandes de fréquences simultanément. Les circulateurs dont le conducteur central possède une géométrie complexe sont donc conçus à l'aide de processus itératifs en utilisant un logiciel de simulation électromagnétique. Une nouvelle méthode de conception des circulateurs à ferrite a donc été développée au cours de ces travaux de thèse afin de se passer des études paramétriques et d'obtenir des fonctions de circulation optimisées tout en limitant les temps de calculs.

Dans ce chapitre, nous présentons une nouvelle méthode permettant d'établir les conditions optimales de couplage d'un circulateur triplaque quelle que soit la géométrie du conducteur central et ce sur plusieurs bandes de fréquences simultanément.

La nouvelle méthodologie proposée est divisée en deux parties principales :

- 1 - La détermination de la matrice impédance d'un résonateur à ferrite
- 2 - La conception d'un circuit de couplage/adaptation optimal

La partie suivante détaille deux méthodes différentes de calcul de la matrice impédance d'un résonateur à ferrite. La première méthode consiste à intégrer les champs magnétiques et électriques à l'interface ferrite/diélectrique et la seconde est un calcul type dé-embedding à trois ports.

La matrice impédance sera ensuite égalisée à la matrice impédance d'un circulateur idéal et les équations résultantes seront utilisées pour déterminer l'impédance à appliquer à chaque port du résonateur pour obtenir une fonction de circulation optimisée.

La réalisation et les mesures d'un prototype fonctionnant en mono-bande permettront de valider la méthode pour le couplage des modes fondamentaux et l'utilisation des circulateurs bi-bandes du Chapitre II viendra valider le couplage des modes supérieurs.

Enfin la méthodologie sera adaptée à la technologie planaire puisque nous présenterons le développement et la réalisation d'un circulateur bi-bande micro-ruban.

IV.2. Méthodes de calcul de la matrice impédance d'un résonateur à ferrite

L'extraction de la matrice impédance d'un multipôle à l'aide d'un logiciel de simulation EM est possible dans la majorité des cas en plaçant des ports guides d'onde aux niveaux des accès. Cependant, les logiciels de simulations électromagnétiques commerciaux (CST MWS, HFSS) ne permettent pas l'utilisation de ports guide d'onde dans les matériaux anisotropes. Les ferrites étant des matériaux anisotropes, une nouvelle méthode de calcul de la matrice impédance a été développée. Cette partie est dédiée au calcul de la matrice d'impédance à l'interface entre le résonateur à ferrite et le diélectrique selon deux approches différentes.

Cette matrice impédance est notée Z_R et est définie par l'équation (IV-1).

$$[Z_R] = \begin{bmatrix} Z_{R11} & Z_{R12} & Z_{R13} \\ Z_{R21} & Z_{R22} & Z_{R23} \\ Z_{R31} & Z_{R32} & Z_{R33} \end{bmatrix} \quad (IV-1)$$

Pour décrire notre méthode, nous prendrons comme exemple un résonateur avec des propriétés choisies arbitrairement et un conducteur central triangulaire (Figure IV-1(a)) qui n'a jamais été étudié analytiquement dans la littérature. Le résonateur complet est présenté Figure IV-1(b) et est constitué de deux disques de ferrite et d'un conducteur central triangulaire. La Figure IV-1(a) montre également les plans (en rouge) dans lesquels la matrice Z_R sera calculée.

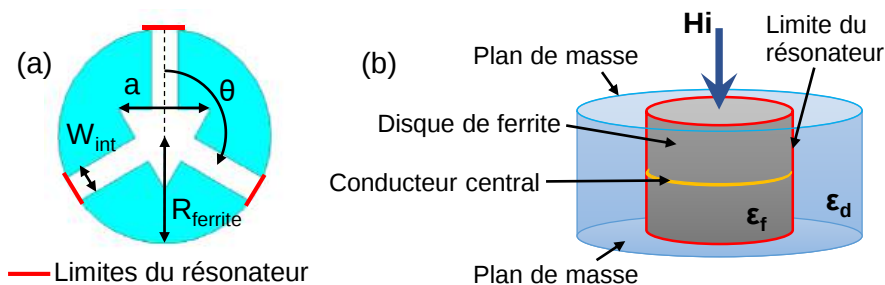


Figure IV-1 Conducteur central triangulaire ($\epsilon_r = 13$, $4\pi Ms = 2400$ G, $H_i = 700$ Oe, $R_{ferrite} = 3.2$ mm, $W_{int} = 0.8$ mm, $a = 2.8$ mm et $\theta = 2\pi/3$ rad) (a) et représentation d'un résonateur (b)

Les méthodes de calculs de la matrice impédance d'un résonateur triplaqué à ferrites présentées par la suite se basent sur l'exemple de la Figure IV-1 mais ces méthodes restent valables quelle que soit la géométrie du conducteur central.

IV.2.1. Méthode par l'intégration des champs E et H

La première méthode de calcul de la matrice impédance Z_R consiste à utiliser les champs E et H à l'interface entre le résonateur à ferrite et le diélectrique l'entourant au niveau des trois accès du circulateur.

Les simulations électromagnétiques des résonateurs sont effectuées avec le logiciel CST Microwave Studio (CST MWS) qui ne permet pas l'utilisation de ports guide d'onde lorsque ceux-ci sont en contact avec un matériau anisotrope. Il est en revanche possible de calculer et d'exporter les valeurs des champs E et H dans tout le volume définissant la simulation pour ainsi les utiliser pour calculer la matrice impédance Z_R .

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

La première étape de la méthode consiste à effectuer une simulation EM de la structure complète présentée Figure IV-2. Le modèle est celui d'un circulateur constitué d'un résonateur à ferrite et de lignes d'accès dont les dimensions ont été choisies arbitrairement. L'intégration des champs autour des lignes d'accès à l'interface ferrite/diélectrique permet d'obtenir les valeurs de tensions et de courants à chacune des trois interfaces.

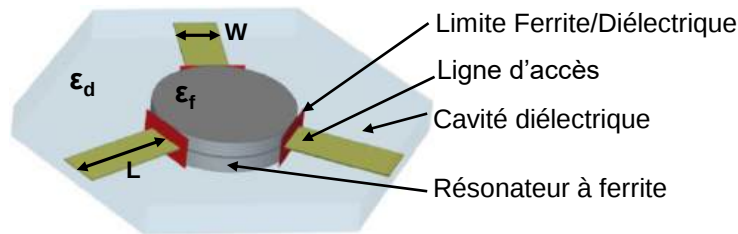


Figure IV-2 *Modèle de circulateur à ferrite comprenant un résonateur, des lignes d'accès et un diélectrique.*

En effet, en prenant une seule ligne triplaque, il est possible de calculer la tension et le courant dans un plan orthogonal à la direction de propagation grâce aux champs E et H [IV-6]. Les expressions des champs E et H [IV-6] le long d'une ligne triplaque sont rappelées aux équations (IV-2) et (IV-3) en considérant la propagation d'un mode TEM.

$$I = \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} \quad (IV-2)$$

$$V = \int \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (IV-3)$$

Avec I et V les tensions et courants.

Le courant I peut ainsi être déterminé en intégrant le champ H (IV-2) le long d'une ellipse entourant la ligne triplaque (ligne rouge sur la Figure IV-3). La tension est obtenue en intégrant le champ E entre le plan de masse supérieur (ou inférieur) (IV-3) et la ligne triplaque (ligne bleue sur la Figure IV-3) [IV-6].

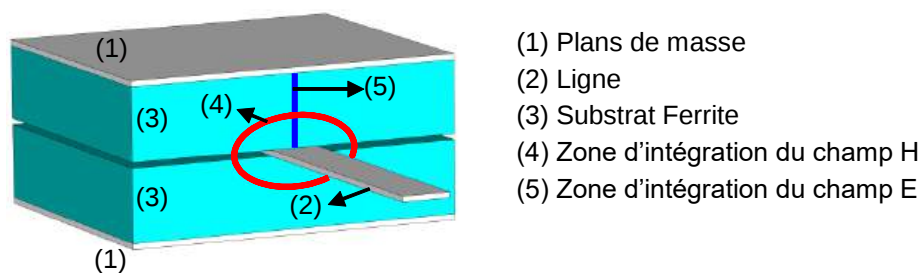


Figure IV-3 *Zones d'intégration des champs E et H sur une ligne triplaque*

Sous CST MWS il est possible de calculer l'intégrale d'un champ le long d'une droite ou d'une ellipse à une fréquence donnée si les champs E et H ont été calculées dans l'ensemble de la structure. En calculant les champs E et H pour un ensemble de points de fréquences, il est ainsi possible d'obtenir les valeurs de I et de V dans le plan d'une ligne triplaque en fonction de la fréquence.

Cette méthode numérique permettant le calcul de I et V dans le plan d'une ligne triplaque se fait à chaque accès (au niveau de l'interface ferrite diélectrique) du circulateur (plans dessinés en rouge sur la Figure IV-4(a)).

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

Il est ainsi possible de calculer les valeurs de $V_{1,2,3}$ et $I_{1,2,3}$, c'est-à-dire les valeurs des tensions et des courants respectivement dans les plans 1, 2 et 3 (Figure IV-4(b)).

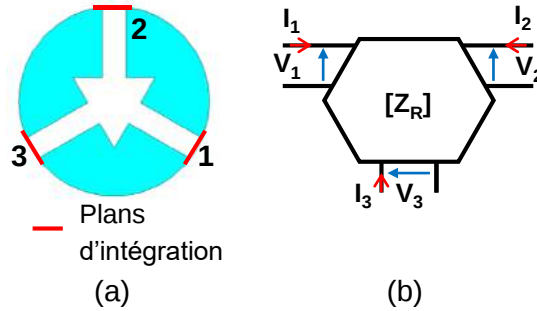


Figure IV-4 *Emplacement des plans d'intégration des champs E et H dans le résonateur (a) et représentation schématique des tensions et courants d'un hexapôle (b)*

L'équation (IV-4) est la relation entre les valeurs $V_{1,2,3}$, $I_{1,2,3}$ et les termes de la matrice d'impédance Z_R de l'hexapôle de la Figure IV-4(b).

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{R11} & Z_{R12} & Z_{R13} \\ Z_{R21} & Z_{R22} & Z_{R23} \\ Z_{R31} & Z_{R32} & Z_{R33} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{pmatrix} \quad (IV-4)$$

En considérant que l'hexapôle est non réciproque mais symétrique, les équations (IV-5) peuvent être établies.

$$\begin{aligned} Z_{R11} &= Z_{R22} = Z_{R33} \\ Z_{R12} &= Z_{R23} = Z_{R31} \\ Z_{R21} &= Z_{R13} = Z_{R32} \end{aligned} \quad (IV-5)$$

A partir de (IV-4) et (IV-5), les expressions de Z_{R11} , Z_{R21} et Z_{R31} peuvent être exprimées comme des fonctions de $V_{1,2,3}$ et $I_{1,2,3}$. Elles sont présentées dans les équations (IV-6), (IV-7) et (IV-8).

$$Z_{R11} = \frac{1}{I_3} [V_3 - Z_{R31}I_1 - Z_{R21}I_2] \quad (IV-6)$$

$$Z_{R21} = \frac{1}{I_1 - \frac{I_2^2}{I_3}} \left[V_2 - \frac{I_2}{I_3} V_3 - Z_{R31} \left(I_3 - \frac{I_2^2}{I_3} \right) \right] \quad (IV-7)$$

$$Z_{R31} = \frac{\left(V_1 - \frac{I_1}{I_3} V_3 \right) - \frac{\left(I_3 - \frac{I_1 I_2}{I_3} \right)}{\left(I_1 - \frac{I_2^2}{I_3} \right)} \left(V_2 - \frac{I_2}{I_3} V_3 \right)}{\left(I_2 - \frac{I_1^2}{I_3} \right) - \frac{\left(I_3 - \frac{I_1 I_2}{I_3} \right)}{\left(I_1 - \frac{I_2^2}{I_3} \right)} \left(I_3 - \frac{I_2^2}{I_3} \right)} \quad (IV-8)$$

La méthode de calcul de $V_{1,2,3}$ et $I_{1,2,3}$ avec l'intégration des champs E et H à chaque accès est appliquée sur le résonateur à conducteur central triangulaire présenté sur la Figure IV-1. Les éléments de cette matrice sont représentés en fonction de la fréquence sur la Figure IV-5.

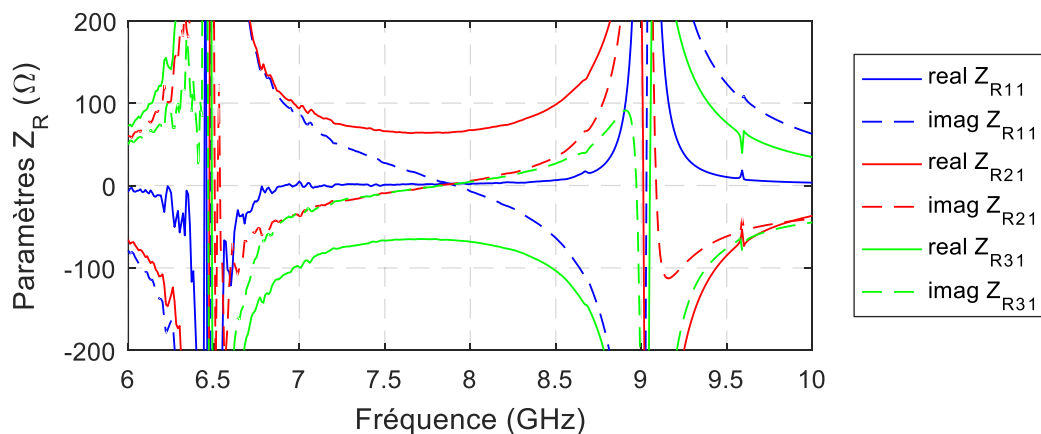


Figure IV-5 Matrice Z_R calculée par la méthode d'intégration E et H du résonateur complexe présenté Figure IV-1.

Les résultats de la Figure IV-5 n'ont nécessité qu'une seule simulation EM. Cependant, il s'agit d'un tracé sur une large bande de fréquence, qui nécessite donc l'extraction et le calcul des champs E et H de la structure complète à chacun des échantillons de fréquence. Le temps de calcul est donc important puisque pour la Figure IV-5, 1101 échantillons de fréquence ont été calculés au lieu d'une vingtaine pour une simulation EM 3D standard.

Une seconde méthode de calcul de la matrice Z_R a été développée et est présentée dans le paragraphe suivant.

IV.2.2. Méthode type dé-embedding

Cette seconde méthode de calcul de Z_R se base, comme la précédente, sur les résultats d'une simulation EM unique du résonateur connecté à trois lignes d'accès aux caractéristiques arbitraires. En utilisant cette simulation et les caractéristiques des lignes d'accès, la matrice Z_R du résonateur à ferrite est calculée en utilisant une méthode de dé-embedding à trois ports.

En effet, un circulateur est un hexapôle composé du résonateur à ferrite (qui est lui-même un hexapôle) connecté à trois quadripôles qui sont les lignes d'accès (Figure IV-6).

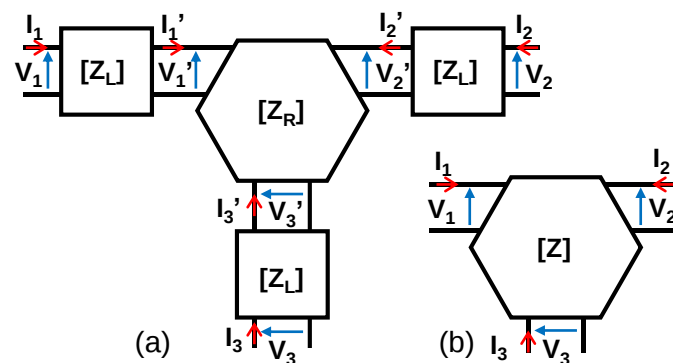


Figure IV-6 Représentation schématisée du système complet avec résonateur et lignes d'accès (a) et sa simplification en un seul hexapôle (b)

Les relations tensions-courants de l'ensemble du système (Figure IV-6(b)) sont données par les équations (IV-9) et (IV-10) en fonction de Z , la matrice impédance du circulateur complet.

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

$$\begin{aligned} V_1 &= Z_{11} \times I_1 + Z_{31} \times I_2 + Z_{13} \times I_3 \\ V_2 &= Z_{21} \times I_1 + Z_{11} \times I_2 + Z_{31} \times I_3 \\ V_3 &= Z_{31} \times I_1 + Z_{21} \times I_2 + Z_{11} \times I_3 \end{aligned} \quad (IV-9)$$

Ou encore :

$$[V] = [Z][I] \quad (IV-10)$$

De la même manière, les relations tensions-courants du résonateur à ferrite (Figure IV-6(a)) sont données, en fonction de Z_R , par (IV-11) et (IV-12).

$$\begin{aligned} V_{1'} &= Z_{R11} \times I_{1'} + Z_{R31} \times I_{2'} + Z_{R13} \times I_{3'} \\ V_{2'} &= Z_{R21} \times I_{1'} + Z_{R11} \times I_{2'} + Z_{R31} \times I_{3'} \\ V_{3'} &= Z_{R31} \times I_{1'} + Z_{R21} \times I_{2'} + Z_{R11} \times I_{3'} \end{aligned} \quad (IV-11)$$

Ou encore :

$$[V'] = [Z_R][I'] \quad (IV-12)$$

Enfin les équations (IV-13) donnent les relations tensions-courants des trois quadripôles d'accès avec $n = 1, 2, 3$.

$$\begin{aligned} V_n &= Z_{L11} \times I_n - Z_{L21} \times I_{n'} \\ V_{n'} &= -Z_{L11} \times I_{n'} + Z_{L21} \times I_n \end{aligned} \quad (IV-13)$$

Avec Z_{L11} et Z_{L21} les éléments de la matrice impédance des lignes d'accès Z_L .

En utilisant les relations (IV-10), (IV-12) et (IV-13), on peut écrire les relations (IV-14) et (IV-15).

$$[V'] = Z_{L21}[I] - \frac{Z_{L11}^2}{Z_{L21}}[I] + \frac{Z_{L11}}{Z_{L21}}[V] \quad (IV-14)$$

$$[I'] = \frac{Z_{L11}}{Z_{L21}}[I] - \frac{1}{Z_{L21}}[V] \quad (IV-15)$$

Et à partir de (IV-14), (IV-15) et (IV-10) dans l'expression (IV-12) on obtient l'équation suivante :

$$\left(Z_{L21} - \frac{Z_{L11}^2}{Z_{L21}} \right) [I] + \frac{Z_{L11}}{Z_{L21}} [Z][I] = [Z_R] \left(\frac{Z_{L11}}{Z_{L21}} [I] - \frac{1}{Z_{L21}} [Z][I] \right) \quad (IV-16)$$

A partir de l'expression (IV-16) on peut retrouver l'expression de la matrice Z_R .

$$[Z_R] = \left(\left(Z_{L21} - \frac{Z_{L11}^2}{Z_{L21}} \right) [i] + \frac{Z_{L11}}{Z_{L21}} [Z] \right) \left(\frac{Z_{L11}}{Z_{L21}} [i] - \frac{1}{Z_{L21}} [Z] \right)^{-1} \quad (IV-17)$$

Avec i la matrice identité.

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

L'expression (IV-17) permet donc de calculer la matrice impédance Z_R du résonateur à ferrite à partir de la matrice Z du système complet et des paramètres des lignes d'accès Z_{L11} et Z_{L21} . Ces derniers paramètres peuvent être calculés en fonction de Z_c , l'impédance caractéristique de la ligne triplaue, de sa longueur L et de la fréquence [IV-6]. Les expressions de Z_{L11} et Z_{L21} sont rappelées dans les équations (IV-18) et (IV-19).

$$Z_{L11} = -jZ_c \times \cot(L\omega) \quad (IV-18)$$

$$Z_{L21} = \frac{-jZ_c}{\sin(L\omega)} \quad (IV-19)$$

Les valeurs de Z_c et L sont fixées et correspondent aux dimensions des lignes d'accès utilisées lors la simulation EM 3D initiale de l'ensemble de la structure. La matrice Z correspond à la matrice impédance de l'ensemble de la structure, elle peut donc être extraite en fonction de la fréquence à la suite de la simulation EM 3D.

A partir de ces valeurs et grâce à l'expression (IV-17), Z_R peut être calculée très rapidement sous Matlab. La méthode a été appliquée sur le résonateur à conducteur central triangulaire de la Figure IV-1 et les résultats sont présentés Figure IV-7.

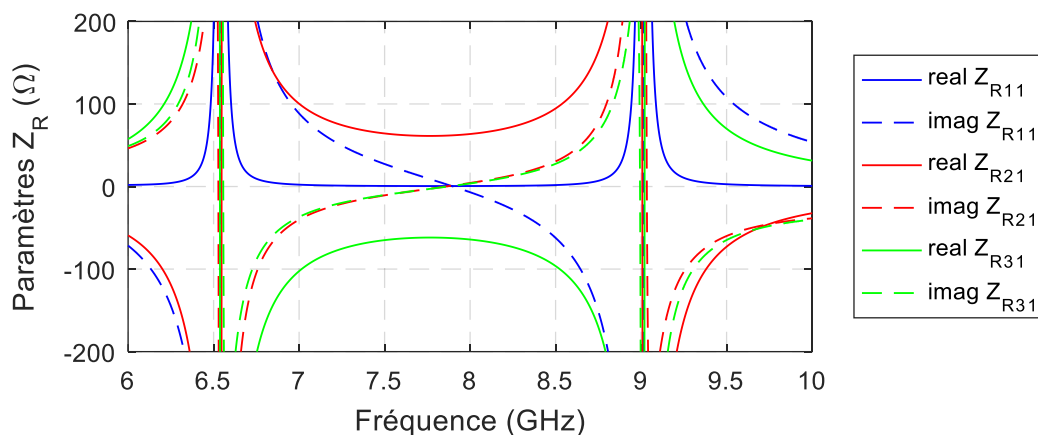


Figure IV-7 Matrice Z_R calculée par la méthode type dé-embedding du résonateur complexe présenté Figure IV-1.

Le modèle simulé sous CST qui a permis l'obtention de ces résultats a été choisi avec des propriétés de lignes d'accès $Z_c = 50 \Omega$ et $L = 5 \text{ mm}$. Il convient de noter que ces caractéristiques de lignes ont été choisies arbitrairement et pourraient être différentes. Dans ce cas, les résultats seraient identiques.

IV.2.3. Comparaison des résultats

La Figure IV-8 montre une comparaison des éléments de la matrice Z_R du résonateur de la Figure IV-1 calculée avec la méthode d'intégration des champ E et H et avec la méthode type dé-embedding. Les deux résultats sont très proches et montrent une résonance autour de 6.3 GHz et 8.9 GHz. Ces fréquences correspondent aux fréquences de résonance des modes propres contrarotatifs dans la cavité. On remarque qu'il existe une fréquence particulière autour de 7,9 GHz où les parties imaginaires des termes Z_{R11} , Z_{R21} et Z_{R31} sont nulles.

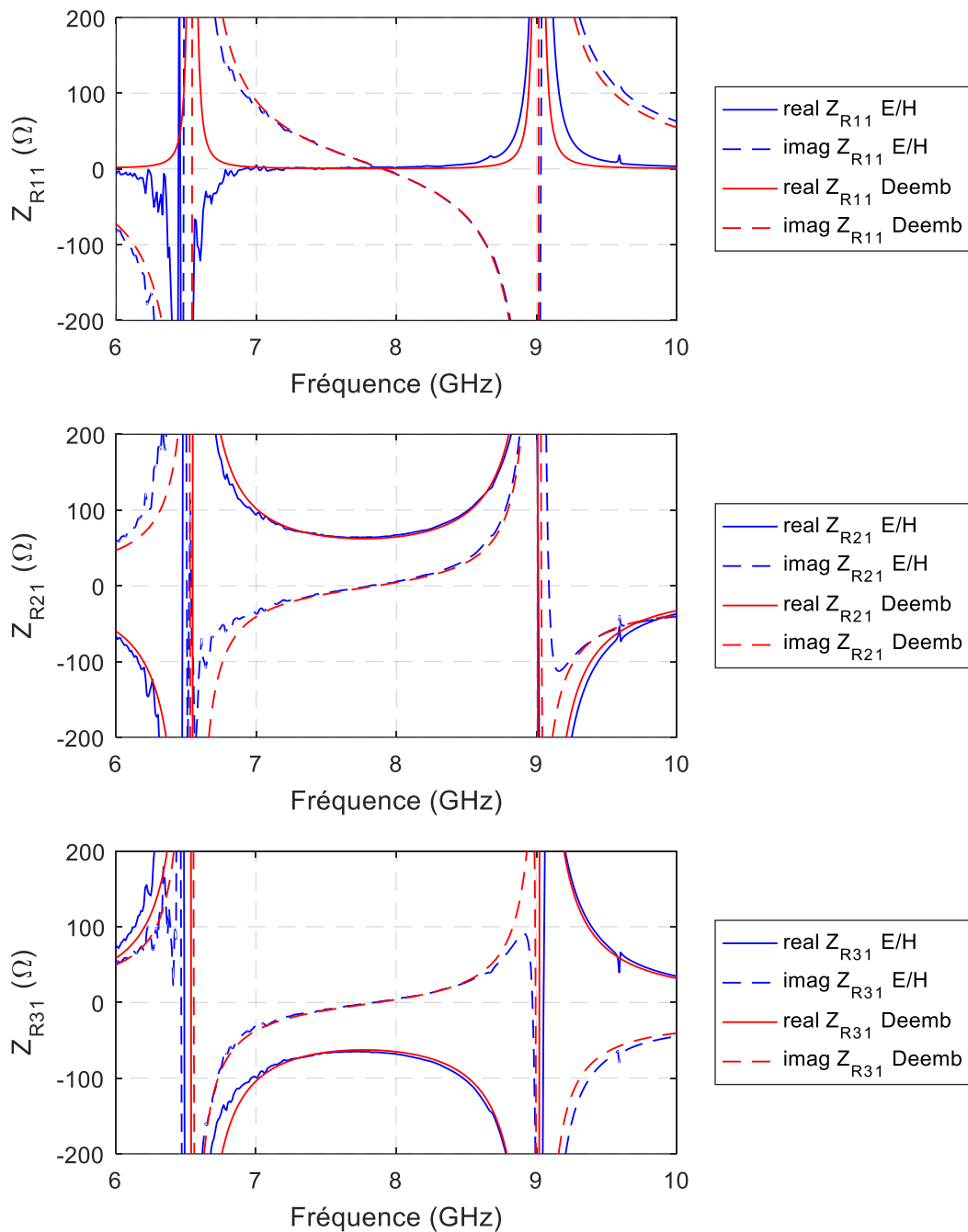


Figure IV-8 Comparaison des matrices Z_R du résonateur complexe présenté à la Figure IV-1 calculées par la méthode d'intégration des champ E et H (E/H) et la méthode type dé-embedding (Deemb).

Ces deux méthodes de calculs permettent de déterminer la matrice impédance Z_R à l'interface ferrite/diélectrique d'un résonateur triplaue. Elles sont valables quelle que soit la forme du conducteur central métallique.

Dans la partie suivante, la matrice Z_R sera comparée à la matrice impédance d'un circulateur idéal à trois ports. Cela permettra de déterminer l'impédance à appliquer pour coupler idéalement le circulateur et ainsi obtenir un phénomène de circulation optimisé.

IV.3. Couplage et adaptation des résonateurs triplaques – Validation de la méthode

IV.3.1. Couplage des résonateurs à ferrite

Le calcul de la matrice Z_R à l'interface ferrite/diélectrique a constitué la première étape de la méthode de couplage des résonateurs à ferrite.

Le but de cette seconde étape est de déterminer les caractéristiques des lignes d'accès qui permettront un couplage optimisé des modes propres du résonateur à ferrite. L'objectif final est d'obtenir un circulateur avec une bonne adaptation ($|S_{11}| < -20$ dB), de faibles pertes ($|S_{21}| > -1$ dB) et une bonne isolation ($|S_{31}| < -20$ dB).

Le point de départ de cette seconde étape est l'égalisation de la matrice impédance du résonateur étudié précédemment avec celle d'un circulateur idéal.

La matrice d'impédance d'un circulateur idéal, notée Z_{ideal} , a déjà été définie dans la littérature [IV-1] et est rappelée par l'équation (IV-20).

$$[Z_{ideal}] = \begin{bmatrix} 0 & -R_0 & R_0 \\ R_0 & 0 & -R_0 \\ -R_0 & R_0 & 0 \end{bmatrix} \quad (IV-20)$$

L'équation (IV-20) implique qu'un circulateur idéal fonctionne lorsque les impédances appliquées à ces trois accès sont purement réelles et égales à R_0 . On note Z_0 les impédances appliquées à chacun des ports du résonateur étudié. Par conséquent, et afin d'obtenir un phénomène de circulation, Z_0 doit être une impédance réelle à la fréquence de circulation, que nous noterons f_0 dans la suite. Cette condition de circulation idéale est schématisée de manière simplifiée sur la Figure IV-9.

L'impédance Z_0 est définie comme le rapport (IV-21) entre la tension et le courant sur le port 1 lorsque les autres ports sont chargés par la même impédance Z_0 . En développant l'équation (IV-21) à partir du système (IV-22) reliant les tensions et courants du résonateur à la matrice d'impédance Z_R calculée précédemment, il est possible de définir le système d'équation (IV-23), (IV-24) et (IV-25).

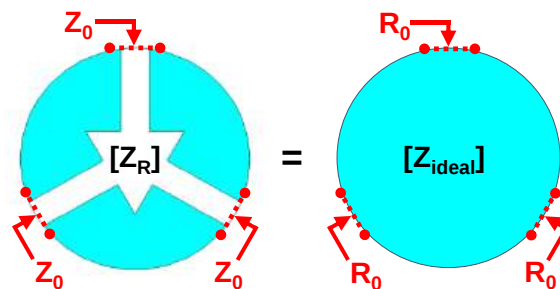


Figure IV-9 Représentation schématique des impédances d'entrées à appliquer à un résonateur afin d'obtenir une fonction circulation

$$Z_0 = \frac{V_1}{I_1} \quad (IV-21)$$

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{R11} & Z_{R12} & Z_{R13} \\ Z_{R21} & Z_{R22} & Z_{R23} \\ Z_{R31} & Z_{R32} & Z_{R33} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{pmatrix} \quad (IV-22)$$

$$Z_0 = Z_{R11} + AZ_{R31} + Z_{R21}B \quad (IV-23)$$

$$A = \frac{Z_{R21} + \frac{Z_{R31}^2}{-Z_0 - Z_{R11}}}{-Z_0 - Z_{R11} - \frac{Z_{R21}Z_{R31}}{-Z_0 - Z_{R11}}} \quad (IV-24)$$

$$B = \frac{Z_{R31}}{-Z_0 - Z_{R11}} + A \left(\frac{Z_{R21}}{-Z_0 - Z_{R11}} \right) \quad (IV-25)$$

A partir du système d'équation (IV-23), (IV-24) et (IV-25), on peut définir le polynôme (IV-26) avec une inconnue X définie par (IV-27).

$$0 = X^3 + 2Z_{R11}X^2 + Z_{R21}Z_{R31}X + Z_{R21}^3 + Z_{R31}^3 - 2Z_{R11}Z_{R21}Z_{R31} \quad (IV-26)$$

Avec :

$$X = -Z_0 - Z_{R11} \quad (IV-27)$$

Les valeurs des termes Z_{R11} , Z_{R21} et Z_{R31} de la matrice impédance du résonateur ont été calculées à l'étape précédente. En résolvant l'équation (IV-26) sous Matlab pour chaque point de fréquence, on obtient une seule et unique solution de Z_0 ayant une partie réelle positive pour chaque point de fréquence. La Figure IV-10 représente la solution Z_0 des équations (IV-26) et (IV-27) en utilisant la matrice Z_R du résonateur de la Figure IV-1 calculée à l'aide de la méthode de type dé-embedding (Figure IV-7).

Les courbes de la Figure IV-10 montrent qu'il n'y a qu'un seul point de fréquence où l'impédance Z_0 est purement réelle, donc qui correspond à la condition de circulation idéale illustrée sur la Figure IV-9. Pour ce résonateur la valeur de Z_0 est de 62 Ω à une fréquence f_0 de 7.7 GHz qui correspondra à la fréquence de circulation. Pour obtenir une fonction de circulation, c'est-à-dire pour coupler et adapter le circulateur il faudra donc appliquer une impédance égale au conjugué de Z_0 aux trois accès du résonateur. Comme évoqué précédemment, à la fréquence de circulation Z_0 est purement réelle ce qui implique que $Z_0^* = Z_0 = 62 \Omega$.

D'un point de vue pratique, le circulateur doit être relié à des connecteurs SMA d'impédance 50 Ω . Ainsi, dans le système global présenté sur la Figure IV-11, les lignes d'accès (de longueur L et d'impédance caractéristique Z_c) permettront de faire la transition des connecteurs 50 Ω vers le résonateur à 62 Ω .

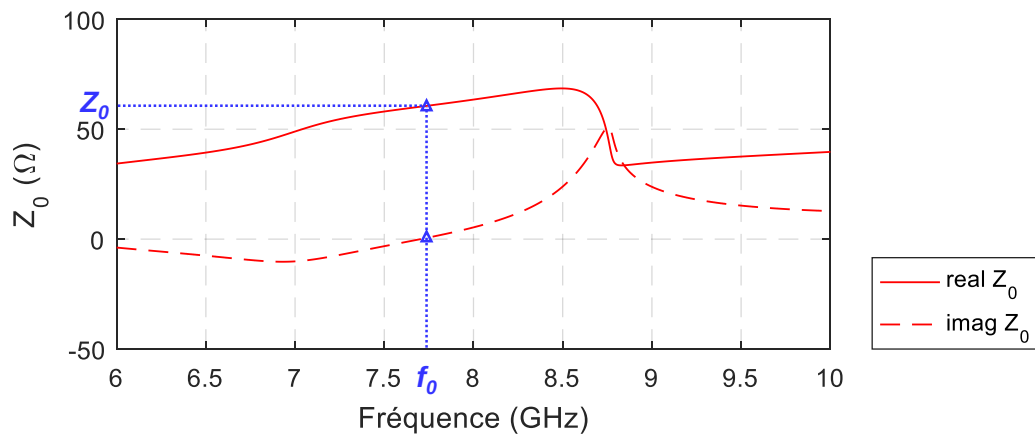


Figure IV-10 Parties réelle et imaginaire de la solution Z_0 de (IV-26) en fonction de la fréquence pour le résonateur présenté à la Figure IV-1 et en utilisant la matrice Z_R calculée à l'aide de la méthode type dé-embedding (Figure IV-7)

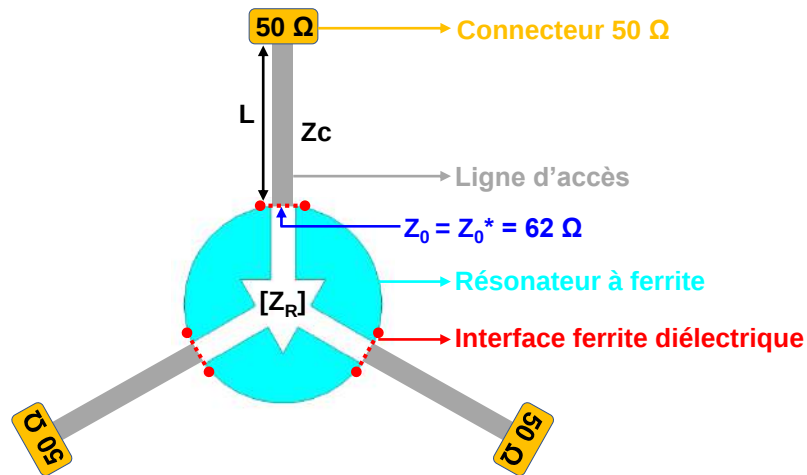


Figure IV-11 Résonateur et lignes d'accès chargées à 50 Ω

Afin d'obtenir une impédance de 62 Ω à l'interface ferrite/diélectrique à la fréquence de circulation, les lignes d'accès peuvent être des transformateurs quarts d'onde. Les lignes sont en technologie triplaque, entourées d'air et à section continue. Leurs dimensions peuvent donc être calculées à l'aide des relations (IV-28) et (IV-29).

$$L = \frac{c}{4f_0} \quad (IV-28)$$

$$Z_c = \sqrt{50 \times 62} = 56 \Omega \quad (IV-29)$$

La largeur des lignes triplaques qui permettent d'obtenir une impédance caractéristique de 56 Ω est de 3.5 mm dans notre configuration et la longueur des lignes est de $L = 9.7$ mm.

A ce stade de la conception, tous les éléments du modèle simplifié du circulateur (champ magnétique statique homogène) sont définis, il est donc possible de déterminer sa matrice S. En développant à nouveau les équations (IV-10), (IV-12) et (IV-13), il est possible de

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

déterminer l'expression de la matrice impédance Z du système complet. Cette expression (IV-30) dépend des termes Z_{L11} et Z_{L21} des matrices impédances des lignes d'accès et de Z_R , la matrice impédance du résonateur.

$$[Z] = \left(\frac{Z_{L11}}{Z_{L21}} [i] + [Z_R] \frac{1}{Z_{L21}} \right)^{-1} \left(\frac{Z_{L11}}{Z_{L21}} [Z_R] - \left(Z_{L21} - \frac{Z_{L11}^2}{Z_{L21}} \right) [i] \right) \quad (IV-30)$$

Les termes Z_{L11} et Z_{L21} peuvent être calculés en fonction de la fréquence à partir des valeurs de Z_c et L et des équations (IV-18) et (IV-19).

Enfin, l'équation (IV-31) est utilisée pour convertir la matrice Z en une matrice de paramètres S [IV-6].

$$[S] = \left(\frac{1}{50} [Z] + [i] \right)^{-1} \left(\frac{1}{50} [Z] - [i] \right) \quad (IV-31)$$

Les équations (IV-30) et (IV-31) permettent ainsi de calculer les paramètres S du circulateur adapté à l'aide des propriétés des lignes d'accès et de la matrice Z_R du résonateur. La Figure IV-12 représente les paramètres S du circulateur utilisant le résonateur de la Figure IV-1 couplé par des lignes d'impédance caractéristique 56Ω et de longueur 9.7 mm . Les résultats ont été calculés de trois manières différentes :

- En utilisant les équations (IV-30) et (IV-31) et la matrice Z_R calculée à l'aide de la méthode d'intégration des champs E et H (E/H) ;
- En utilisant les équations (IV-30) et (IV-31) et la matrice Z_R calculée à l'aide de la méthode type dé-embedding (Deemb) ;
- Par simulation EM 3D de l'ensemble de la structure (EM Sim).

Les résultats présentés Figure IV 12 montrent bien un phénomène de circulation autour de 7.7 GHz , comme prédit par la méthodologie développée. Pour les trois méthodes de calculs, une bonne isolation ($> 20 \text{ dB}$), adaptation ($> 20 \text{ dB}$) et de faibles pertes ($< 0.5 \text{ dB}$) sont à noter. Les résultats obtenus par les deux méthodes de calculs développées sont proches et présentent un écart en fréquence de 2.6% .

Ces résultats sont également comparés à une simulation électromagnétique utilisant un modèle 3D du circulateur avec les dimensions des lignes d'accès définies. Cette comparaison montre un très bon accord entre les deux méthodes de calcul et la simulation.

Cette méthodologie de couplage permet donc de retrouver les dimensions des lignes d'accès qui optimisent le phénomène de circulation en seulement une seule simulation EM et cela, quelle que soit la géométrie du conducteur central. Aucune étude paramétrique n'est donc requise pour concevoir des circulateurs aux géométries complexes.

Cette méthode de conception doit maintenant être validée expérimentalement.

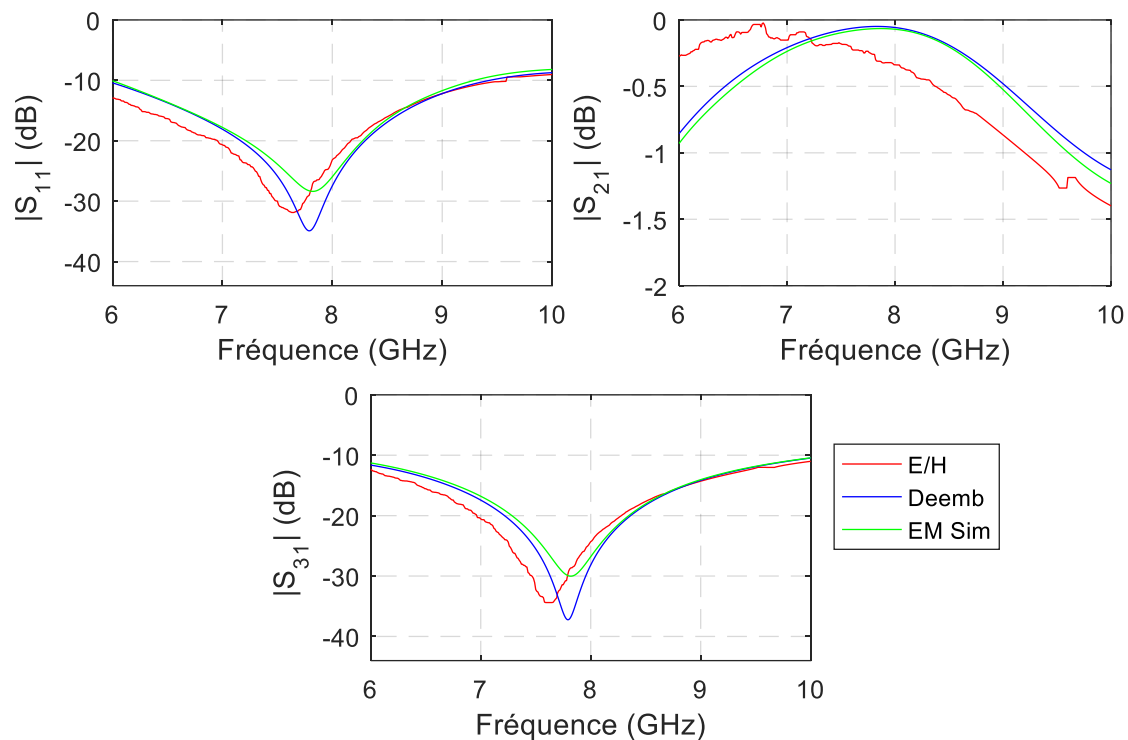


Figure IV-12 Paramètres S du circulateur constitué du résonateur Figure IV-1, de lignes d'accès $Z_c = 56 \Omega$ et $L = 9.7 \text{ mm}$ et de ports 50Ω , calculés à l'aide des équations (IV-30) et (IV-31) avec Z_R obtenue par la méthode d'intégration des champs E et H (E/H), par la méthode type dé-embedding (Deemb) et par simulation EM 3D de l'ensemble de la structure (EM Sim)

IV.3.2. Validation expérimentale et comparaison des méthodes

Afin de valider la méthodologie de conception, un prototype du circulateur a été réalisé. Il reprend toutes les propriétés précédemment énoncées, c'est-à-dire qu'il est constitué du résonateur de la Figure IV-1 et des lignes d'accès d'impédance caractéristique 56Ω et de longueur 9.7 mm . Le champ magnétique statique interne au ferrite précédemment utilisé était de 700 Oe et homogène dans les disques de ferrite. Pour compléter la conception, une étude magnétostatique a donc été réalisée afin de sélectionner les aimants permettant d'obtenir le champ magnétique statique interne le plus proche possible de 700 Oe dans les disques de ferrite. Le solveur magnétostatique de CST a permis le dimensionnement d'aimants répondant à ces critères de la même manière que pour les conceptions du Chapitre II. Les aimants obtenus sont des disques de 3 mm de hauteur, de 4.5 mm de rayon et avec une aimantation B_r de 4000 G .

Une cosimulation magnétostatique-électromagnétique (MS/EM) du dispositif complet avec les connecteurs, le boîtier et les aimants a été effectuée avant fabrication (Figure IV-13(a)). Le prototype a ensuite été réalisé et une photo du dispositif est présentée Figure IV-13(b).

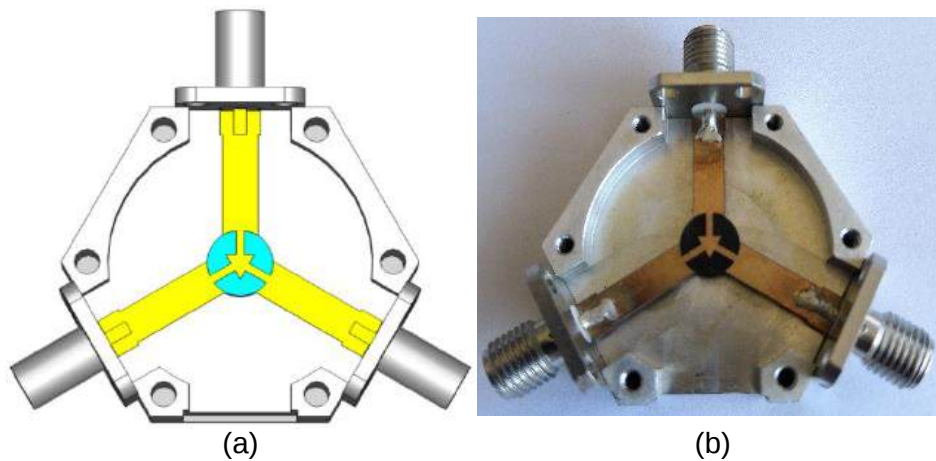


Figure IV-13 *Partie inférieure du circulateur triplaqué utilisant le résonateur de la Figure IV-1 à conducteur central triangulaire : Modèle numérique (a) et prototype (b)*

Les résultats en paramètres S de la cosimulation magnétostatique-électromagnétique et des mesures sont présentés Figure IV-14. Ils montrent un bon accord entre les mesures et la cosimulation MS/EM.

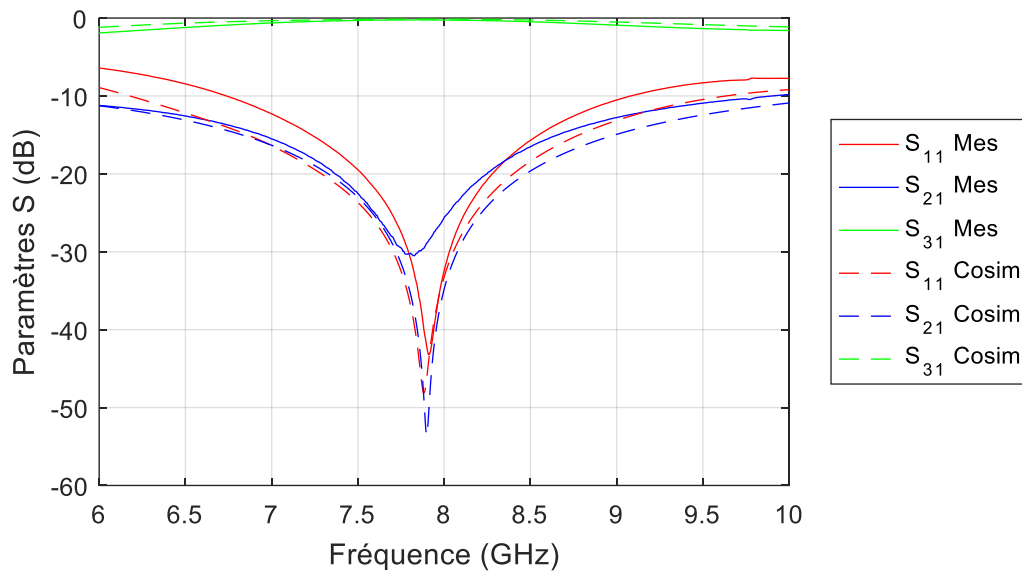


Figure IV-14 *Paramètres S de la cosimulation MS/EM du modèle 3D présenté Figure IV-13 (a) et des mesures du prototype Figure IV-13 (b)*

La partie la plus importante consiste à valider les méthodologies présentées précédemment. Pour cela, la Figure IV-15 présente une comparaison entre les paramètres S des mesures, les paramètres S de la cosimulation MS/EM et les paramètres S calculés à l'aide des deux méthodes de détermination de la matrice Z_R .

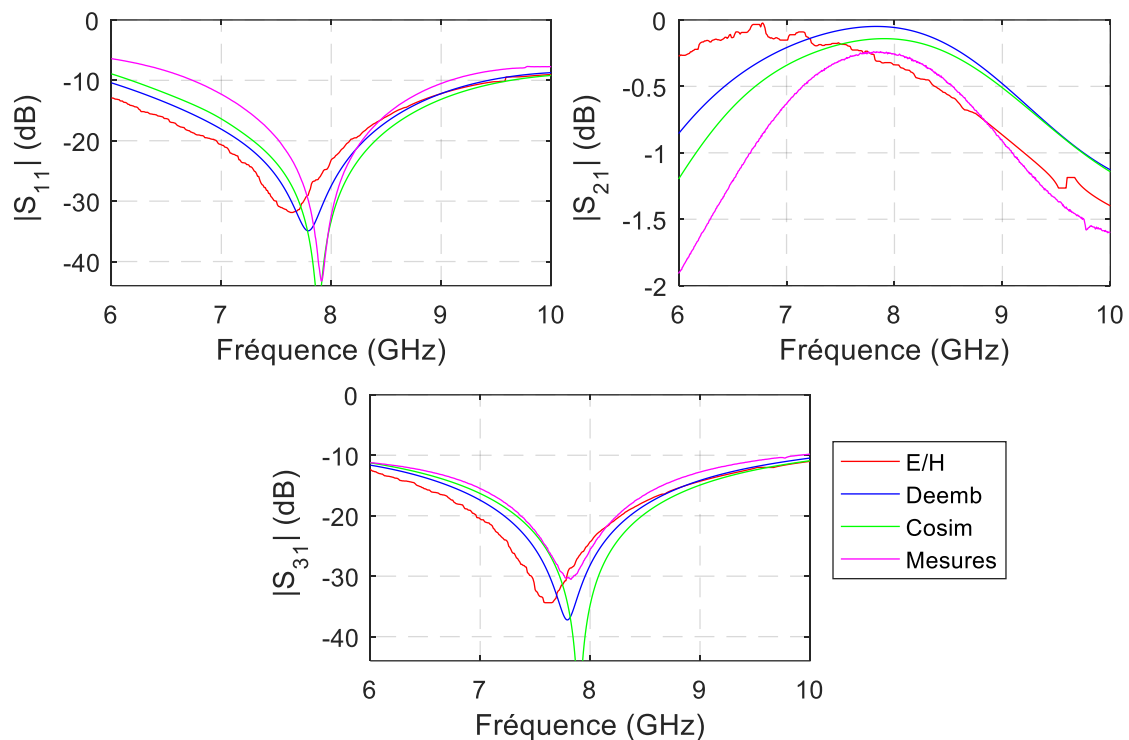


Figure IV-15 Paramètres S du circulateur constitué du résonateur Figure IV-1, de lignes d'accès $Z_c = 56 \Omega$ et $L = 9.7 \text{ mm}$ et de ports 50Ω , calculés à l'aide des équations (IV-30) et (IV-31) avec Z_R obtenue par la méthode d'intégration des champs E et H (E/H), par la méthode type dé-embedding (Deemb) et par cosimulation MS/EM 3D de l'ensemble de la structure (Cosim) Figure IV-13 (a) et mesures du prototype (Mesures) Figure IV-13 (b)

Quelle que soit la méthode de calcul, les résultats sont proches des mesures. Le Tableau IV-1 résume les résultats obtenus à l'aide des différentes méthodes de calculs.

Les écarts en fréquences centrales par rapport à la mesure sont de 4.1 % pour les paramètres S calculés à l'aide de la matrice Z_R obtenue par intégration des champs E et H et de 1.5 % pour ceux calculés à l'aide de la matrice Z_R obtenue par dé-embedding. En simulation les écarts sont proches, avec 1.3 % pour la simulation électromagnétique du modèle simplifié qui ne prend pas en compte les pertes métalliques et considère le champ interne au ferrite homogène. Dans la cosimulation magnétostatique-électromagnétique, l'ensemble de la structure est modélisé, avec le boîtier, les connecteurs et les aimants qui polarisent le ferrite, l'écart n'est donc plus que de 0.3 %.

Les pertes ($|S_{21}|$ de la Figure IV-15), sont plus importantes en mesures que pour les différents calculs. La cosimulation est le modèle qui s'en rapproche le plus. Cela s'explique par le fait que les matrices Z_R des deux méthodes développées ont été calculées à partir d'une simulation ne prenant pas en compte la non-uniformité du champ magnétique statique interne au ferrite ainsi que les pertes des lignes et des connecteurs.

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

	Méthode E/H	Méthode Deemb	Simulation EM	Cosimulation MS/EM	Mesures
Fréquence centrale	7.56	7.76	7.78	7.86	7.88
BW (%) Iso > 20 dB et RL > 20 dB	15.9	13.9	12.8	13.7	9.1
Ecart à la mesure (%)	4.1	1.5	1.3	0.3	/
Temps de calcul (s)	6733	69	157	312	/

Tableau IV-1 Comparaison des méthodes de couplage et des résultats en paramètres S

L'avantage le plus significatif de cette méthodologie est qu'elle ne nécessite qu'une seule simulation EM d'un circulateur découplé. Le reste de la méthodologie n'est que des combinaisons de matrices dont l'objectif est d'obtenir une circulation proche de celle d'un circulateur idéal. En effet, à partir des deux méthodes de calculs se basant sur la matrice impédance Z_R du résonateur à ferrite, une seule simulation nous a permis de déterminer les conditions de couplage optimale de la jonction (Figure IV-10). Habituellement le couplage des jonctions à conducteur central complexe est fait par une méthode paramétrique et peut donc demander plusieurs dizaines de simulations EM avant de trouver un résultat satisfaisant. Avec cette nouvelle méthode se basant sur la matrice Z_R , le temps nécessaire à déterminer les paramètres de couplages est de 6733 s pour la méthode d'intégration des champs E et H et de 69 s pour la méthode type dé-embedding. Tous les calculs ont été effectués avec un ordinateur standard (CPU Intel i7 quadricore à 3.4 GHz, RAM 16 Go et GPU NVIDIA GeForce GTX 745). L'écart s'explique par le fait que dans la première méthode le solveur fréquentiel de CST a besoin de calculer les champs E et H dans l'ensemble de la structure pour chaque point de fréquence (1101 points dans l'exemple présenté) contre une vingtaine de points dans une simulation classique.

Avec des temps de calculs près de 100 fois inférieurs et un écart relatif plus faible, c'est le calcul de type dé-embedding qui sera préféré pour définir les matrices impédances Z_R des résonateurs dans les études suivantes. La matrice permettra de déterminer la solution Z_0 de (IV-26) et donc l'impédance à appliquer au résonateur pour le coupler.

Maintenant que la méthodologie développée a été validée dans le cas d'un circulateur mono-bande, la partie suivante montrera qu'elle peut être mise en œuvre dans des cas plus complexes puisque qu'elle sera appliquée aux circulateurs bi-bandes.

IV.3.3. Validation de la méthode de couplage aux circulateurs bi-bandes

Dans les Chapitre II et III, l'influence de la forme du conducteur central sur les fréquences de résonances des modes propres a été présentée et il a été montré qu'il est nécessaire d'utiliser des conducteurs de formes complexes pour obtenir des modes résonants autour des fréquences de fonctionnement souhaitées. Cependant, les dimensions des lignes d'accès, pour coupler et adapter le résonateur afin d'obtenir une fonction de circulation sur les deux bandes de fréquences, ont jusque-là été calculées par une étude paramétrique itérative. Le but de cette optimisation était de trouver un compromis de couplage entre les deux bandes de

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

circulation. Cette méthode est longue, fastidieuse et nécessite des temps de calculs important pour chaque nouvelle conception sans avoir la certitude que le résultat optimal est obtenu. C'est la raison pour laquelle, dans cette partie, la méthode développée est appliquée à la conception bi-bande.

En effet, la méthode présentée en début de chapitre est appliquée aux deux circulateurs déjà réalisés et présentés dans le Chapitre II. Ils possèdent tous les deux des résonateurs à ferrite cylindriques et des conducteurs centraux Y avec stubs. La principale différence entre ces deux résonateurs est la largeur des lignes et des stubs du conducteur central. Cette différence avait pour but de changer l'ordre d'apparition des modes supérieurs $HE_{\pm 21}$. Le changement d'ordre a entraîné l'inversion de la direction de circulation. Dans le premier cas les deux bandes circulaient dans la même direction (circulateur unidirectionnel), et dans le second dans des directions opposées (circulateur bidirectionnel).

Les Figure IV-16(b) et Figure IV-16(c) représentent les géométries des conducteurs centraux des résonateurs triplaques à ferrite utilisés pour concevoir les deux circulateurs du Chapitre II, leurs dimensions sont rappelées dans le Tableau IV-2. Le ferrite utilisé est un Y215 de chez Exxelia [IV-7] avec une aimantation à saturation de 1450 G et le champ magnétique statique interne au ferrite est de 640 Oe pour les deux résonateurs.

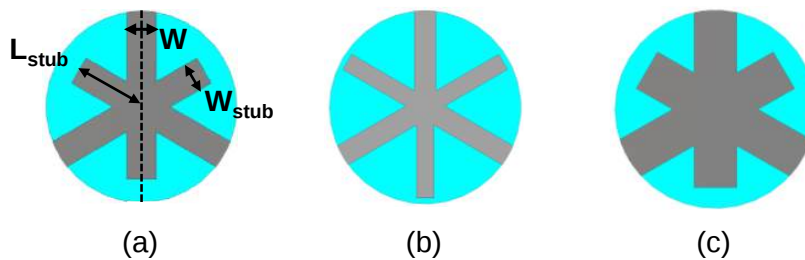


Figure IV-16 Résonateurs à conducteur central Y avec stubs du Chapitre II : Résonateur du circulateur unidirectionnel (b) et résonateur du circulateur bidirectionnel (c)

	Résonateur Figure IV-16 (b)	Résonateur Figure IV-16 (c)
W (mm)	1.5	2.8
W_{stub} (mm)	1.2	2.8
L_{stub} (mm)	6.2	5.2
Rayon des ferrites (mm)	6.6	

Tableau IV-2 Dimensions des conducteurs centraux Y avec stubs Figure IV-16

Les deux parties suivantes présentent le couplage de ces deux résonateurs à l'aide de la nouvelle méthode.

IV.3.3.1. Circulateur unidirectionnel du Chapitre II

Comme pour le circulateur mono-bande, la première étape de la méthode consiste à calculer la matrice impédance Z_R du résonateur. Le calcul de type dé-embedding est utilisé en raison de ses meilleures performances. Une seule simulation EM 3D est donc réalisée en excitant le

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

résonateur Figure IV-16(b) avec des lignes d'accès dont la largeur est choisie arbitrairement. Puis la matrice Z_R est calculée en utilisant les équations (IV-17), (IV-18) et (IV-19). Pour pouvoir coupler le résonateur sur deux bandes de fréquences, la fenêtre fréquentielle de la simulation doit cette fois contenir les modes fondamentaux et les modes supérieurs $HE_{\pm 21}$. La Figure IV-17 montre la matrice Z_R du résonateur de la Figure IV-16(b).

Les courbes Figure IV-17 montrent des pics de résonance correspondant aux différents modes présents dans la cavité et présentés dans le Chapitre II.

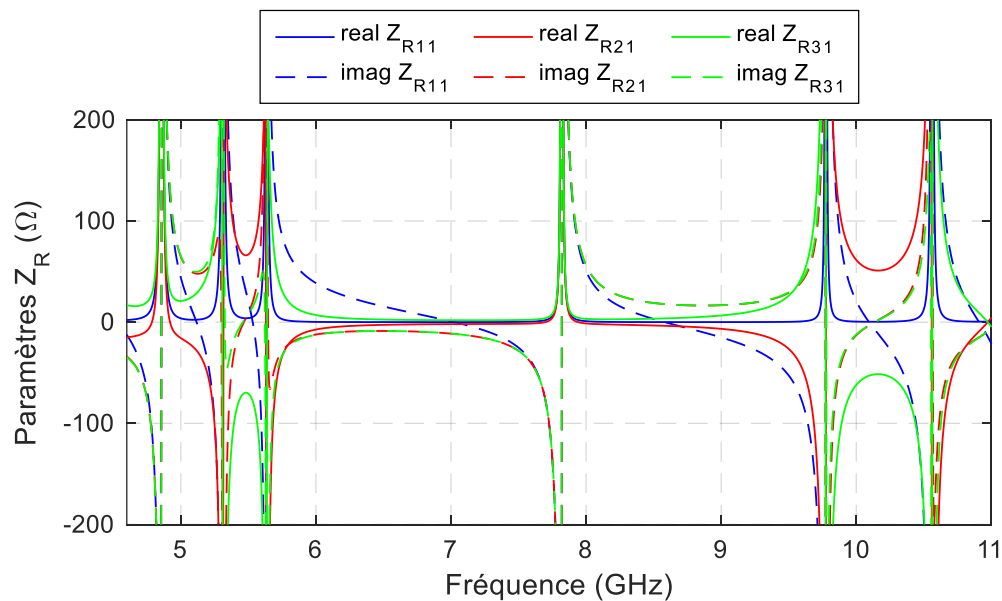


Figure IV-17 Matrice impédance Z_R du résonateur Figure IV 16 (b) calculée par la méthode type dé-embedding

A partir des différents éléments de la matrice impédance Z_R , il est possible de calculer l'impédance Z_0 définie Figure IV-9 et par les équations (IV-26) et (IV-27). A partir de ces équations et en ne gardant que les solutions ayant une partie réelle positive, la Figure IV-18 présente les parties réelle et imaginaire de la solution Z_0 en fonction de la fréquence.

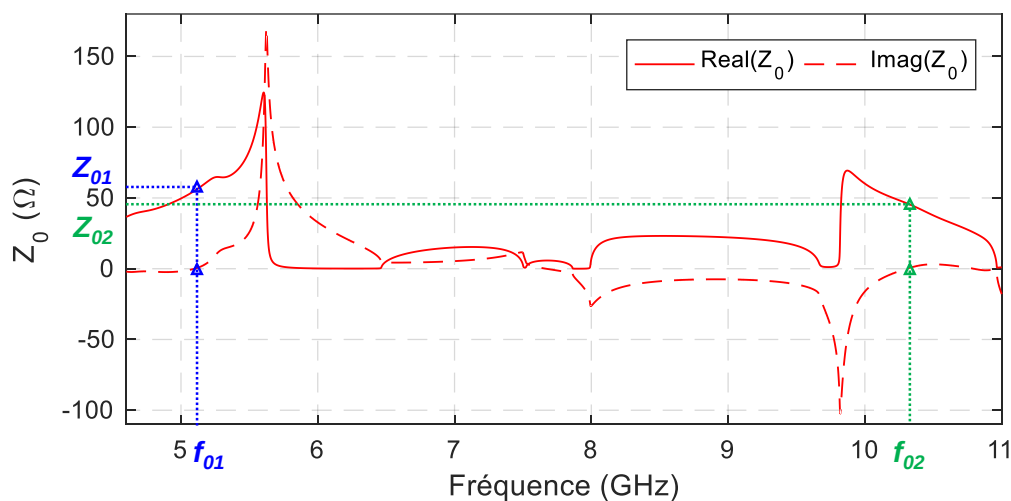


Figure IV-18 Parties réelle et imaginaire de la solution Z_0 de (IV-26) en fonction de la fréquence pour le résonateur présenté à la Figure IV 16 (b) et en utilisant la matrice Z_R calculée à l'aide de la méthode type dé-embedding (Figure IV 17)

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

Comme pour le circulateur mono-bande, les courbes présentées Figure IV-18 montrent qu'il est possible de trouver des fréquences où l'impédance Z_0 est purement réelle, c'est-à-dire qui répondent à la condition de circulation idéale (illustrée Figure IV-9). Pour un fonctionnement bi-bande la différence réside dans la recherche de deux fréquences au lieu d'une. En utilisant les résultats de Z_0 (Figure IV-18), les fréquences f_{01} et f_{02} pour lesquelles Z_0 est purement réelle sont identifiées. Pour ce résonateur les fréquences sont $f_{01} = 5.1$ GHz et $f_{02} = 10.3$ GHz pour des solutions de Z_0 de $Z_{01} = 55 \Omega$ et $Z_{02} = 46 \Omega$.

Les valeurs de Z_0 sont toutes les deux proches de 50Ω et on peut considérer qu'en appliquant une impédance de 50Ω aux trois ports le résonateur sera couplé aux fréquences de 5.1 et 10.3 GHz. L'impédance à appliquer étant de 50Ω , il n'est pas nécessaire d'ajouter une section d'adaptation. Le résonateur peut donc être relié à des connecteurs en utilisant des lignes d'impédance caractéristique égale à 50Ω .

L'étude paramétrique de la partie II.3.1 nous avait montré que le meilleur compromis de couplage entre la première et la seconde bande est obtenu avec des lignes d'accès de 50Ω pour ce résonateur. Le résultat obtenu à l'aide de la nouvelle méthode est donc cohérent avec le précédent.

Pour comparer les résultats des mesures du Chapitre II avec ceux obtenus avec la méthodologie développée dans ce chapitre, les équations (IV-28), (IV-29), (IV-30) et (IV-31) sont appliquées à ce résonateur. La matrice Z_R présentée sur la Figure IV-17 est donc réutilisée et les propriétés des lignes d'accès choisies sont $Z_c = 50 \Omega$ et $L = 5$ mm. La matrice S du résonateur couplé est calculée en fonction de la fréquence. Ces résultats de calculs sont comparés aux mesures sur la Figure IV-19.

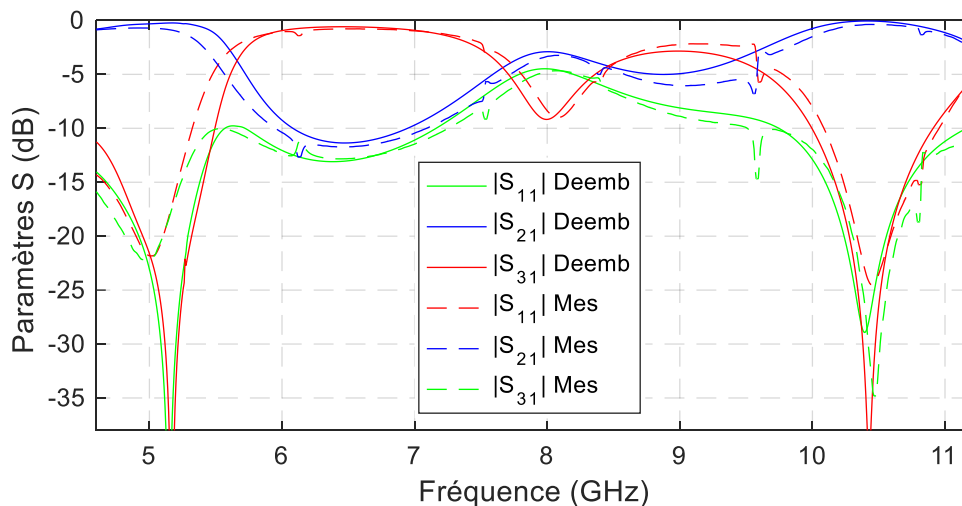


Figure IV-19 Paramètres S du circulateur constitué du résonateur Figure IV 16 (b), de lignes d'accès $Z_c = 50 \Omega$ et $L = 5$ mm et de ports 50Ω , calculés à l'aide des équations (IV 30) et (IV 31) avec Z_R obtenue par la méthode type dé-embedding (Deemb) et mesures du prototype unidirectionnel du Chapitre II (Mes)

La Figure IV-19 montre un bon accord entre la matrice S mesurée et celle calculée à l'aide de la méthode utilisant la matrice Z_R du résonateur.

IV.3.3.2. Circulateur bidirectionnel du Chapitre II

Afin de valider la méthode de couplage pour un circulateur bidirectionnel, nous l'appliquons au circulateur bidirectionnel du Chapitre II. La géométrie et les propriétés du résonateur correspondant sont rappelées Figure IV-16(c). La première étape du couplage est toujours la détermination de la matrice impédance Z_R du résonateur. Elle est de nouveau réalisée à l'aide du calcul type dé-embedding et les termes de la matrice sont tracés en fonction de la fréquence Figure IV-20.

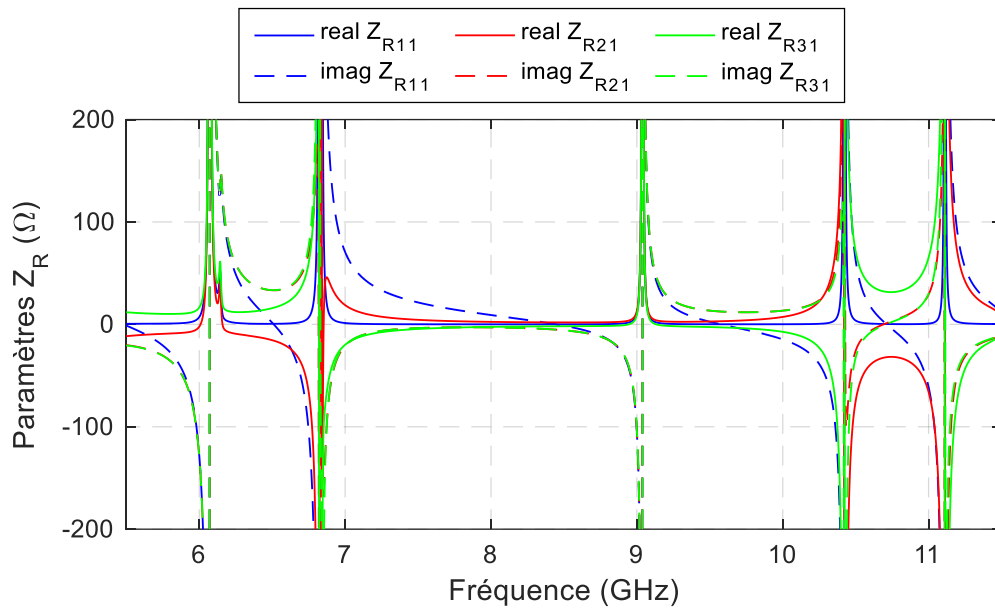


Figure IV-20 Matrice impédance Z_R du résonateur Figure IV 16 (c) calculée par la méthode type dé-embedding

La solution Z_0 de l'équation (IV-26) est tracée en fonction de la fréquence Figure IV-21.

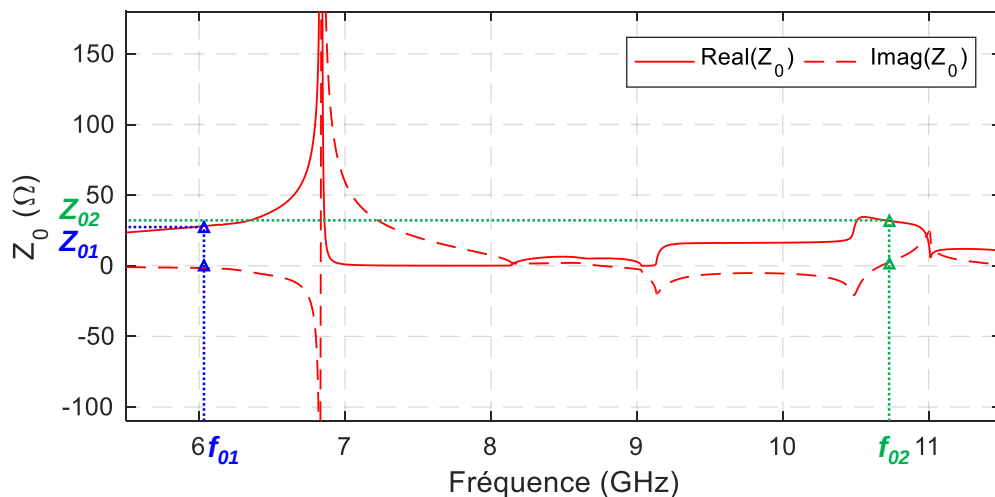


Figure IV-21 Parties réelle et imaginaire de la solution Z_0 de (IV-26) en fonction de la fréquence pour le résonateur présenté à la Figure IV 16 (c) et en utilisant la matrice Z_R calculée à l'aide de la méthode type dé-embedding (Figure IV-20)

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

L'objectif étant d'obtenir une circulation bi-bande à partir de ce résonateur, il est nécessaire d'identifier les deux fréquences où l'impédance Z_0 est purement réelle. Ces fréquences identifiées Figure IV-21 sont $f_{01} = 6.1$ GHz et $f_{02} = 10.6$ GHz et les impédances correspondantes sont $Z_{01} = 30 \Omega$ et $Z_{02} = 33 \Omega$.

Dans le Chapitre II (partie II.4.1), l'impédance à appliquer au résonateur pour obtenir le meilleur compromis de couplage entre les deux bandes était de 32Ω . Les résultats obtenus étant tous deux proches de 32Ω , on peut considérer que le résonateur peut être couplé en appliquant cette impédance.

L'impédance Z_0 étant différente de 50Ω , un étage d'adaptation doit être ajouté avant de relier le résonateur à des connecteurs 50Ω . Pour adapter ce circulateur de 32Ω à 50Ω aux fréquences de 6.1 et 10.6 GHz, la même méthode d'adaptation bi-bande que dans le Chapitre II est utilisée. Il s'agit de deux tronçons quart d'onde dimensionnés à l'aide de l'article de S.J.Orfanidis [IV-8]. Cette méthode, déjà détaillée dans le Chapitre II, a permis d'obtenir les paramètres suivants : $Z_{c1} = 44 \Omega$, $Z_{c2} = 36 \Omega$, $L_1 = 9,15$ mm et $L_2 = 9,15$ mm en respectant les notations de la Figure IV-22.

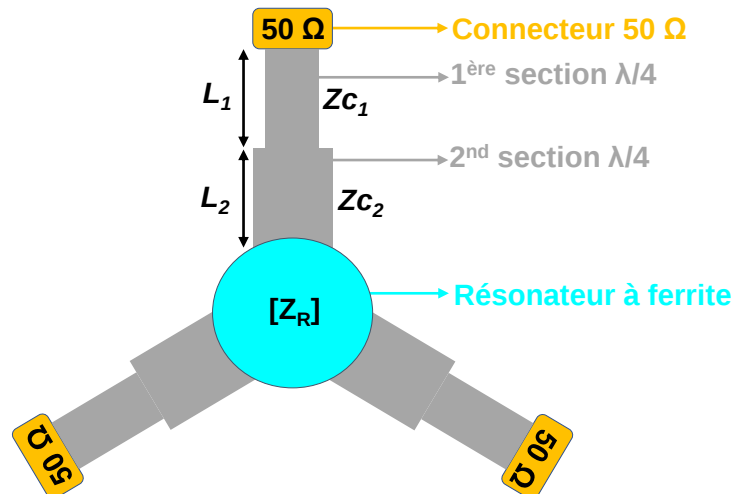


Figure IV-22 Représentation schématique du résonateur connecté à deux sections d'adaptation $\lambda/4$ et à trois ports 50Ω

Le circulateur couplé comporte deux tronçons d'adaptation, il n'est donc plus possible d'utiliser les équations (IV-18) et (IV-19) pour calculer les termes Z_{L11} et Z_{L21} des quadripôles d'accès. La matrice de paramètres S de l'ensemble a donc été calculée en utilisant le logiciel de simulation circuit Keysight ADS. La matrice Z_R du résonateur a été importé dans le logiciel et un modèle de lignes sans pertes a été choisi pour modéliser les tronçons d'adaptation. Les résultats en paramètres S sont comparés Figure IV-23 à ceux du circulateur bidirectionnel mesurés.

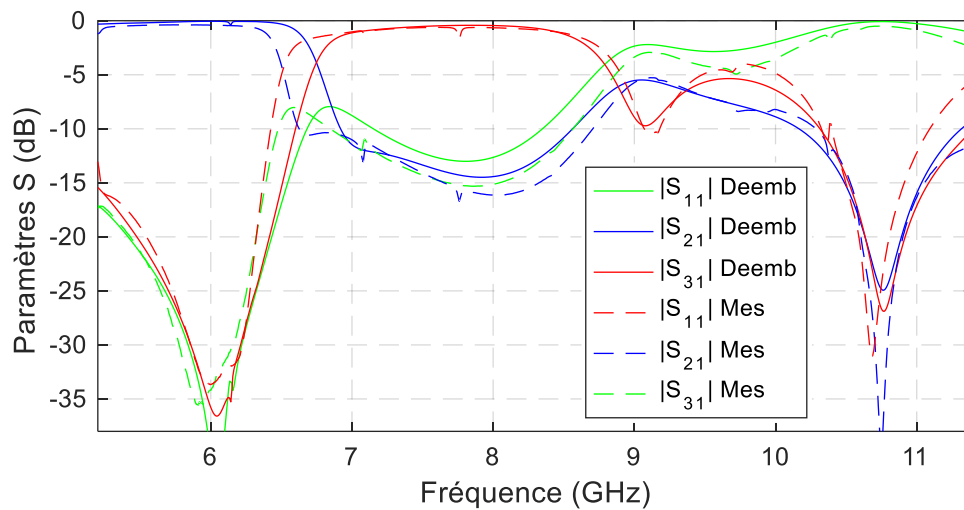


Figure IV-23 Paramètres S du circulateur constitué du résonateur Figure IV 16 (c) et de deux tronçons d'adaptation simulés sous Keysight ADS avec Z_R obtenue par la méthode type dé-embedding (Deemb) et mesures du prototype bidirectionnel du Chapitre II (Mes)

Comme pour les circulateurs précédents, en plus d'un bon accord entre les mesures et les calculs, de bonnes performances de circulation sont obtenues. En effet, la méthodologie développée permet, à partir d'une seule simulation 3D, de développer des circulateurs présentant une bonne adaptation, de faibles pertes et une bonne isolation sur une ou plusieurs bandes de fréquences.

Les impédances nécessaires au couplage du résonateur n'étant pas tout le temps de 50Ω , la conception de circulateurs bi-bandes peut nécessiter l'utilisation de systèmes d'adaptation à plusieurs étages comme c'est le cas pour le circulateur bidirectionnel Figure IV-22. Ces systèmes d'adaptation peuvent être encombrants surtout lorsque les lignes utilisées sont entourées d'air.

C'est pour répondre à cette problématique que la partie suivante s'intéresse au développement de circulateurs bi-bandes en technologie micro-ruban. En effet, grâce aux permittivités des substrats, les dimensions des lignes nécessaires au couplage seront inférieures et permettront une réduction de l'encombrement des dispositifs.

IV.4. Adaptation de la méthode à la technologie micro-ruban

IV.4.1. Objectifs et technologie utilisée

Les circulateurs micro-rubans ont l'avantage d'être généralement moins encombrant que les circulateurs triplaques. En effet, ces structures planaires ne comporte plus qu'un seul ferrite dans un substrat, généralement il n'y a qu'un seul aimant et ils n'ont pas besoin de volumineux boîtiers pour fonctionner.

Les derniers travaux réalisés au laboratoire Xlim sur des circulateurs en technologie planaire portaient sur des substrats tout ferrite [IV-11]. Seule la partie centrale du ferrite était aimantée, de sorte à ce que le matériaux se comporte comme un ferrite aimanté au centre (donc anisotrope) et comme un diélectrique autour. Le conducteur central de ces circulateurs était un disque métallique et l'aimant qui polarisait le ferrite était un disque de même diamètre que

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

le circulateur et placé au-dessus. Dans notre cas les conducteurs centraux seront différents du disque afin de pouvoir choisir les deux fréquences de circulation. La limite de la partie résonateur à ferrite et donc de la partie anisotrope ne sera donc faite plus que par l'aimantation alors qu'elle était faite par l'aimantation et par le conducteur central dans le cas précédent.

Pour adapter la méthode de couplage et le fonctionnement en bi-bande à une technologie planaire il a été choisi d'utiliser un substrat composite ferrite diélectrique afin que la limite entre ces deux zones soit faite par un changement de matériaux et non plus uniquement par l'aimantation. Le substrat réalisé par Exxelia est constitué d'une plaque d'Alumine dans laquelle un disque de ferrite est inséré. La métallisation du substrat est faite dans la salle blanche du laboratoire Xlim.

Afin de valider l'intérêt de cette technologie dans la fabrication de circulateur bi-bande, un prototype micro-ruban fonctionnant à 5 et à 10 GHz a été conçu. La suite des explications détaille les différentes étapes de conception. Tout d'abord, un modèle de résonateur micro-ruban à ferrite sera présenté, il sera ensuite couplé à l'aide de la nouvelle méthode. S'en suivra une étude magnétostatique du dispositif, une cosimulation magnétostatique-électromagnétique et enfin la réalisation et mesures d'un prototype.

IV.4.2. Etude découplé d'un résonateur micro-ruban

Les études modales présentées précédemment ont toutes été réalisées dans le but de concevoir des circulateurs triplaques puisque le modèle était constitué de deux disques de ferrites avec au centre le conducteur central métallique.

Dans cette nouvelle configuration planaire et afin que le résonateur se rapproche le plus possible du circulateur final, un nouveau modèle a été défini. Il ne comporte plus qu'un seul disque de ferrite inséré dans un substrat diélectrique. Le conducteur central est modélisé sur le disque de ferrite et un plan de masse se trouve sous la structure. Pour exciter faiblement la structure, des lignes micro-rubans sont positionnées en face des trois accès du conducteur central. Des gaps d'air de 100 μm sont modélisés entre les lignes d'accès et le résonateur afin de découpler le dispositif (Figure IV-24).

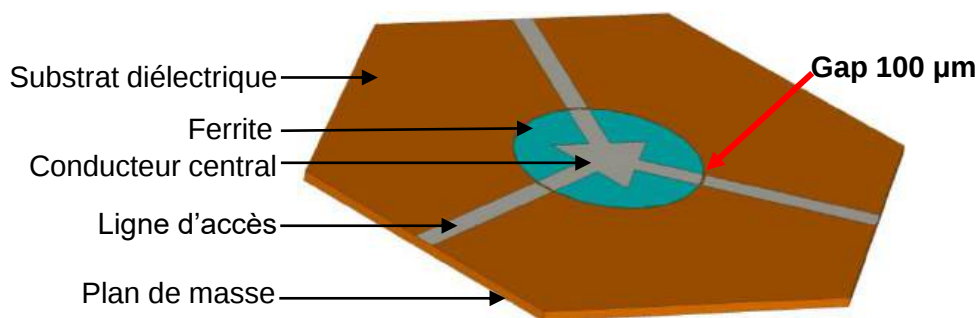


Figure IV-24 *Modèle numérique permettant l'étude de résonateur micro-ruban à ferrite*

A l'aide de ce modèle, un résonateur ayant des fréquences de résonances autour de 5 GHz pour les modes fondamentaux et de 10 GHz pour les modes supérieurs a pu être défini. Le substrat est de l'Alumine, choisi pour sa forte permittivité ($\epsilon_r = 9.6$) et son épaisseur est de 0.6 mm. Le ferrite est un Y210 de Exxelia [IV-7] avec une aimantation à saturation de 1000 G, une permittivité de 14.2 et le champ magnétique statique interne au ferrite est de 350 Oe. Le

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

conducteur central utilisé est un triangle couplé par les arêtes, ses dimensions sont données Figure IV-25.

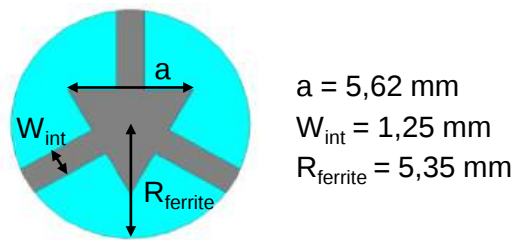


Figure IV-25 Dimensions du conducteur central triangulaire

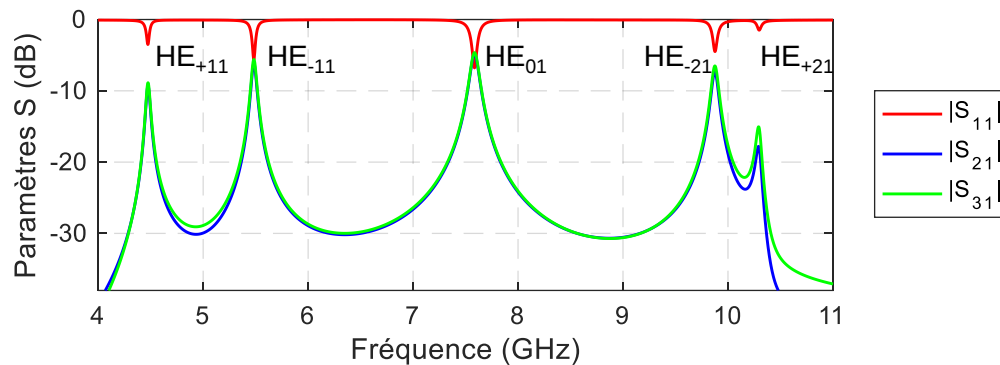


Figure IV-26 Paramètres S du résonateur micro-ruban Figure IV-25 calculés à l'aide du modèle numérique Figure IV-24

Les paramètres S , issus de la simulation faite sous CST MWS, sont présentés Figure IV-26. Les modes fondamentaux $HE_{\pm 11}$ sont autour de 5 GHz et les modes supérieurs $HE_{\pm 21}$ autour de 10 GHz.

IV.4.3. Couplage du résonateur – Adaptation de la nouvelle méthode

Comme pour les circulateurs triplaques, une fois le résonateur défini, il est nécessaire de le coupler afin d'obtenir une fonction circulation bi-bande. Pour ce faire, la méthode de couplage développée précédemment a été adaptée à la technologie micro-ruban. La première étape de la méthode est le calcul de la matrice impédance Z_R du résonateur à ferrite.

Pour calculer l'impédance Z_R à l'interface ferrite/diélectrique, la méthode de type dé-embedding est choisie. La procédure de calcul est la même que pour un résonateur triplaque et commence par la simulation du résonateur avec des lignes d'accès quelconque ($L = 10$ mm et $Z_c = 50 \Omega$). La matrice impédance Z de l'ensemble résonateur et des lignes est ainsi extraite de la simulation. Les termes de la matrice impédance des quadripôles d'accès, Z_{L11} et Z_{L21} , peuvent être calculés en fonction de la fréquence à partir des équations (IV-18) et (IV-19) et des valeurs de Z_c et L utilisées pendant la simulation. Enfin, l'équation (IV-17) permet de calculer la matrice Z_R en fonction de la fréquence et à partir des valeurs de Z_{L11} , Z_{L21} et de la matrice impédance Z de l'ensemble du système simulé.

La Figure IV-27 représente le modèle numérique dont les propriétés des lignes d'accès sont quelconques. C'est à partir de cette simulation que le calcul de la matrice impédance du résonateur est fait et les termes de la matrice Z_R sont tracés Figure IV-28.

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

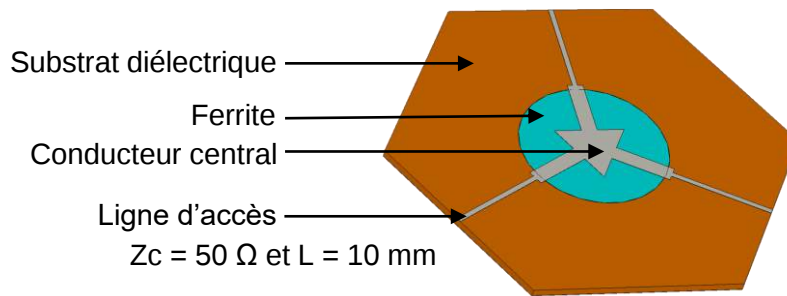


Figure IV-27 Modèle numérique de la simulation permettant de calculer la matrice Z_R en fonction de la fréquence

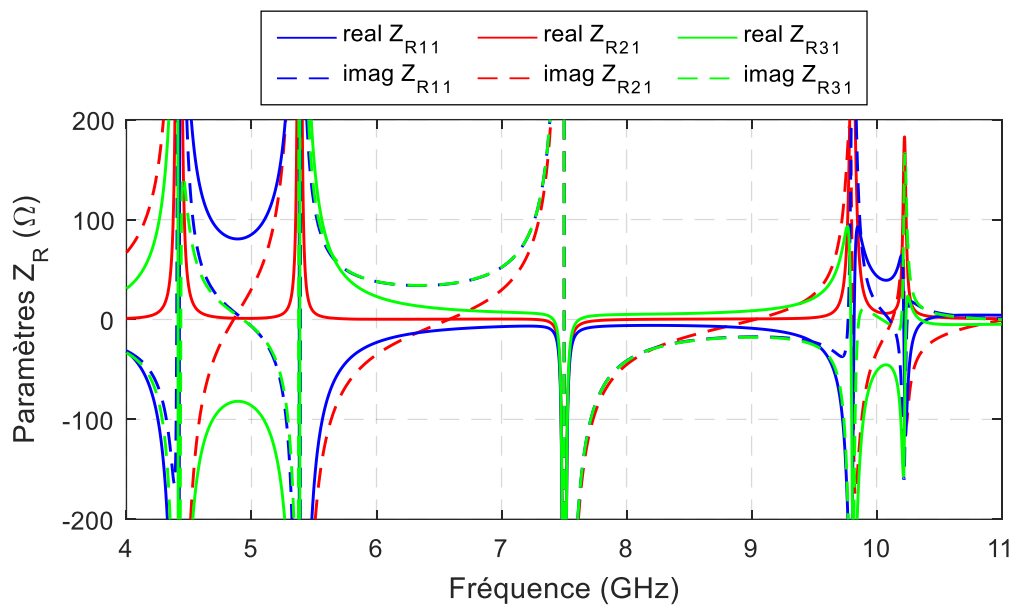


Figure IV-28 Matrice impédance Z_R du résonateur Figure IV-25 calculée par la méthode type dé-embedding

Comme pour les résonateurs triplaques, l'impédance Z_0 solution de l'équation (IV-26) est tracée en fonction de la fréquence Figure IV-29.

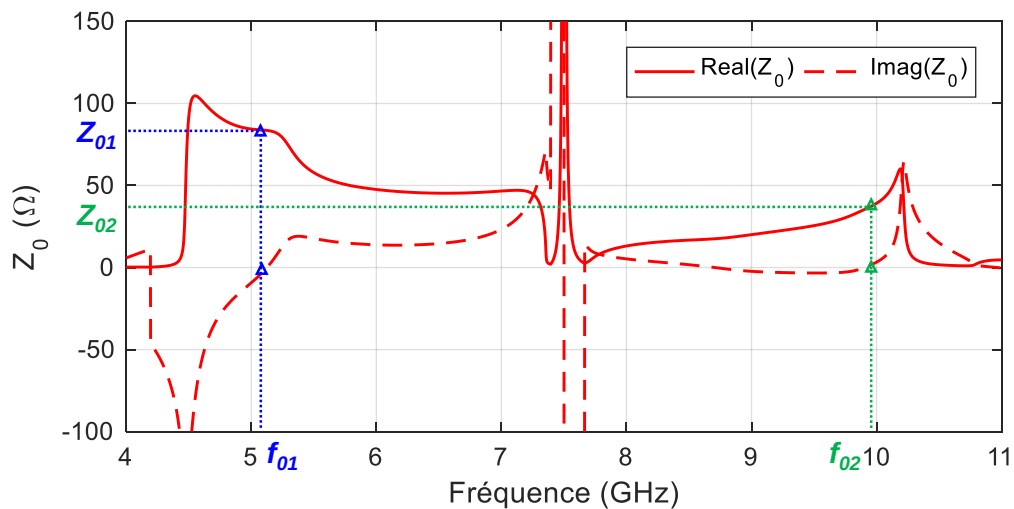


Figure IV-29 Parties réelle et imaginaire de la solution Z_0 de (IV-26) en fonction de la fréquence pour le résonateur planaire présenté à la Figure IV-25

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

Deux solutions respectant les conditions de couplage ($\text{Imag}(Z_0) = 0$) sont identifiées à partir de la Figure IV-29. La première à $f_{01} = 5.10$ GHz vaut $Z_{01} = 83 \Omega$ et la seconde à la fréquence $f_{02} = 9.95$ GHz vaut $Z_{02} = 37 \Omega$. Ces deux impédances sont très différentes et il ne sera donc pas possible de coupler la jonction à l'aide de la méthode d'adaptation bi-bande de S.J.Orfanidis [IV-8]. En effet, la méthode d'adaptation utilisée pour le circulateur bi-bande bidirectionnel du Chapitre II nécessitait d'avoir des impédances égales à f_{01} et f_{02} pour les adapter à 50Ω .

Un circuit d'adaptation est modélisé avec le logiciel de simulation circuit ADS Keysight, son schéma est présenté Figure IV-30. Les dimensions du circuit à deux tronçons de lignes ont été obtenues à l'aide d'une optimisation numérique. Pour passer de 50 à 83Ω à 5.10 GHz et de 50 à 37Ω à 9.95 GHz les dimensions trouvées sont $Z_{c1} = 61 \Omega$, $L_1 = 3.4$ mm, $Z_{c2} = 77 \Omega$, $L_2 = 2.3$ mm.

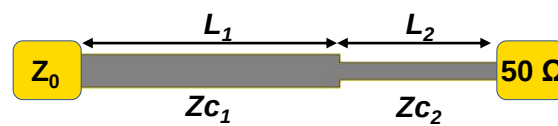


Figure IV-30 Schéma du circuit permettant une adaptation de Z_{01} vers 50Ω à f_{01} et de Z_{02} vers 50Ω à f_{02}

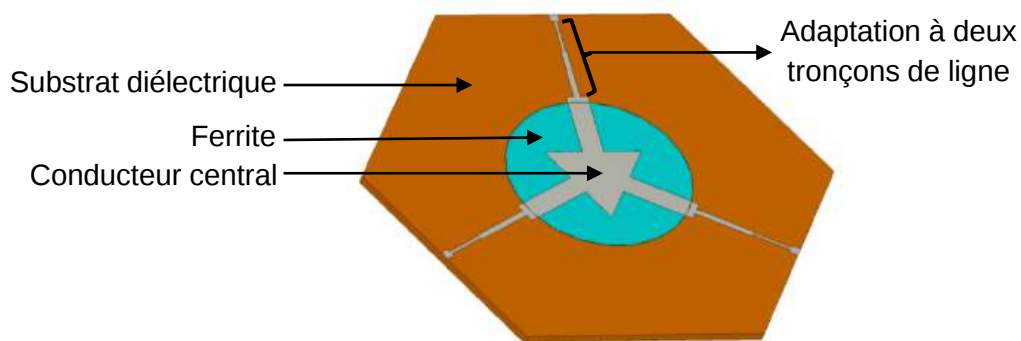


Figure IV-31 Modèle numérique du résonateur à ferrite micro-ruban couplé par deux sections de ligne

Ce circuit d'adaptation à deux tronçons de ligne est ensuite ajouté à chacun des trois accès du résonateur afin de le coupler. Le modèle numérique du résonateur relié aux trois circuits d'adaptation est présenté Figure IV-31 et les paramètres S de simulation Figure IV-32.

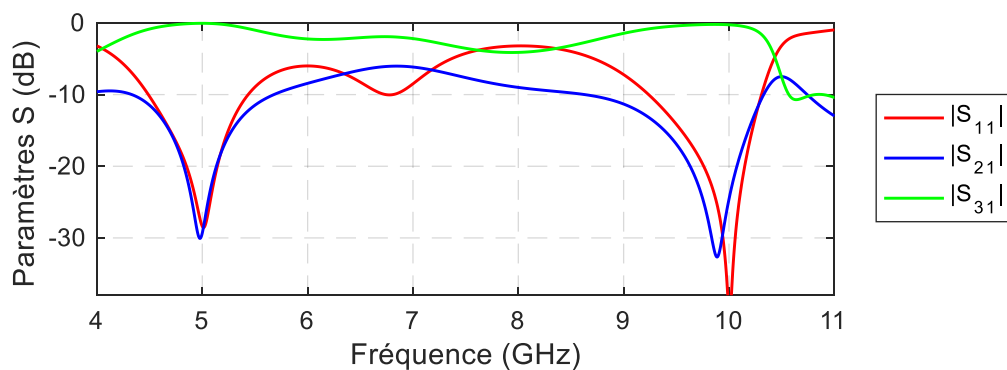


Figure IV-32 Paramètres S simulés du modèle de circulateur Figure IV-31

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

La simulation présentée Figure IV-32 montre que le résonateur a bien été couplé à l'aide de la méthode. En effet deux phénomènes de circulation sont visibles, avec plus de 20 dB d'isolation et d'adaptation aux fréquences de 5 et de 10 GHz.

Pour compléter le design, des transitions micro-rubans/coplanaires ont été conçues afin de permettre la mesure sous pointes de ce dispositif. Les travaux de G.Zheng [IV-12] ainsi que de H.Turki [IV-11] ont été repris pour concevoir les transitions de la Figure IV-33. Les simulations du modèle de la Figure IV-33 montrent que l'adaptation est supérieure à 20 dB aux fréquences de 5 et de 10 GHz et que les pertes causées par la transition sont inférieures à 0.2 dB.

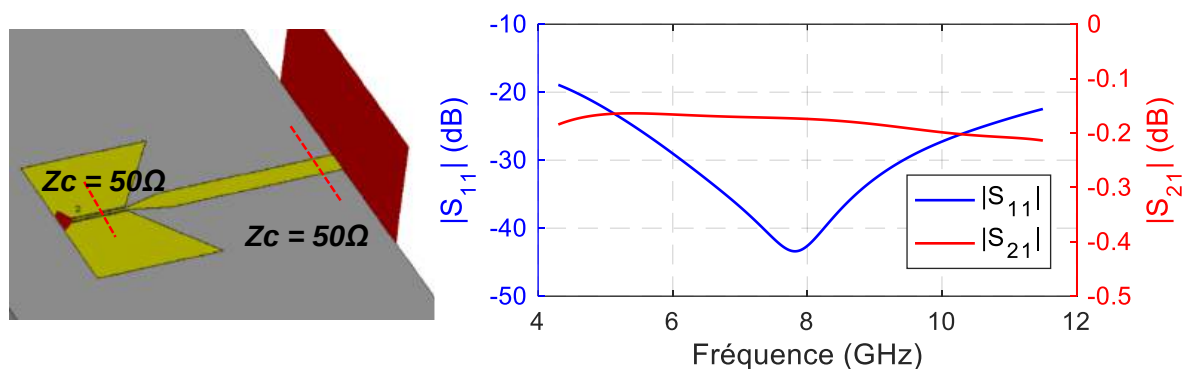


Figure IV-33 *Modèle numérique de transitions micro-rubans vers coplanaire sans via et paramètres S de simulation EM*

IV.4.4. Etude magnétostatique

Afin de dimensionner l'aimant qui permet de polariser le ferrite, une étude magnétostatique de la structure complète a été faite. Un seul aimant est utilisé, il a été placé sous la structure dans un support en Rohacell. Une plaque en Inox magnétique complète la structure afin d'uniformiser le champ statique dans le ferrite. La Figure IV-34 représente une vue de coupe du modèle.

L'aimant permettant d'avoir le champ le plus homogène possible dans le ferrite et le plus proche de la valeur de 350 Oe précédemment utilisé est un aimant permanent de Néodyme Fer Bore avec un Br de 11600 G de chez CERMAG. Son diamètre est de 19.1 mm pour 1.45 mm de hauteur.

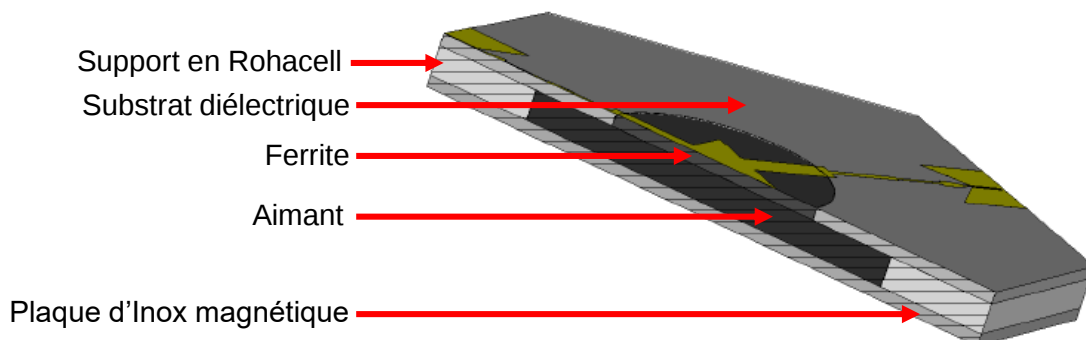


Figure IV-34 *Vue de coupe du modèle de circulateur bi-bande micro-ruban*

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

La Figure IV-35 représente le champ magnétique statique dans un plan au centre du ferrite obtenue par simulation magnétostatique. Le champ moyen est proche des 350 Oe de consigne cependant il est supérieur à 600 Oe aux limites du ferrite. En effet cette structure planaire n'a pas de symétrie suivant l'axe z et n'est pas confiné dans un boîtier, il est donc moins homogène que pour les prototypes triplaques.

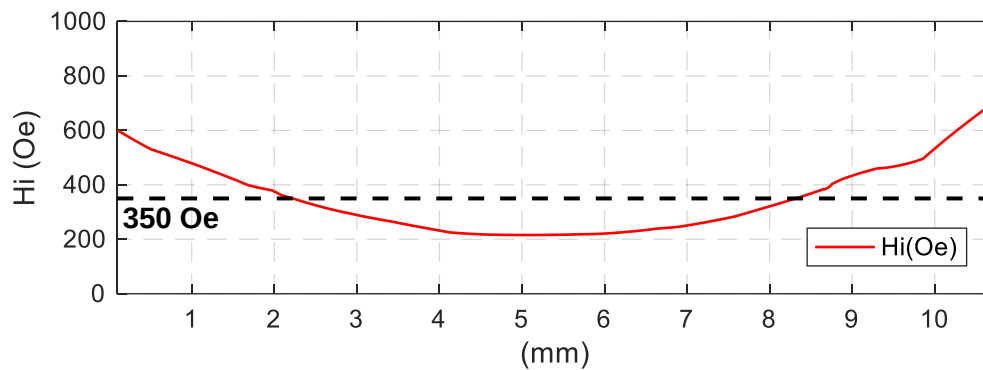


Figure IV-35 *Champ magnétique statique le long d'une droite au centre du ferrite*

IV.4.5. Cosimulation magnétostatique-électromagnétique

Afin de simuler le circulateur complet et prendre en compte le champ magnétique statique de manière plus rigoureuse, une cosimulation magnétostatique-électromagnétique est réalisée.

Le modèle complet du circulateur est présenté Figure IV-36 et les paramètres S de la cosimulation Figure IV-37.

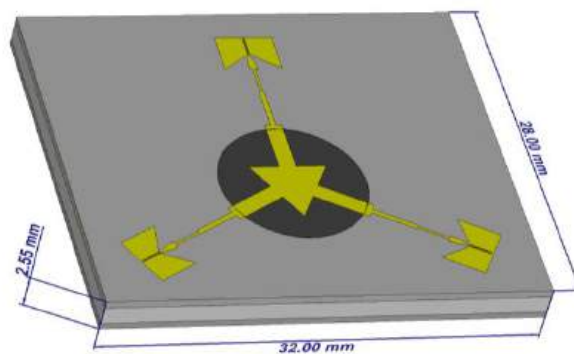


Figure IV-36 *Modèle complet de circulateur à ferrite bi-bande en technologie micro-ruban*

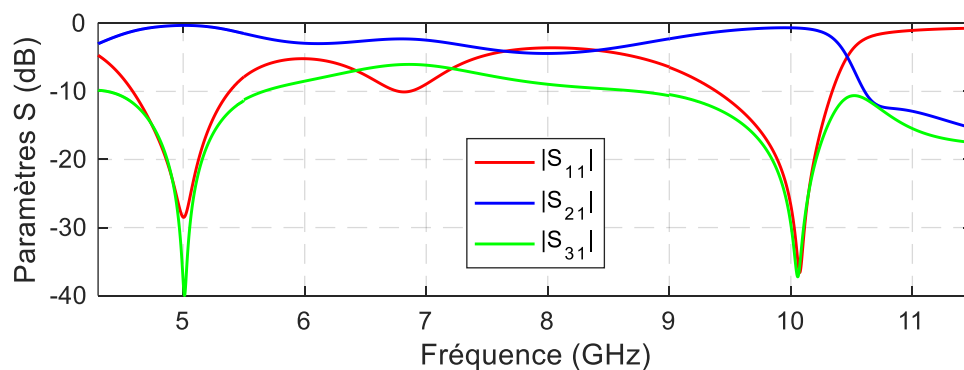


Figure IV-37 *Paramètres S de cosimulation MS-EM du modèle Figure IV-36*

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

La cosimulation montre un phénomène de circulation bi-bande aux fréquences de 5 et 10 GHz, les largeurs de bandes attendues sont de 5.1 % pour la première et 3.1 % pour la seconde en prenant 20 dB d'isolation et d'adaptation. En cosimulation, les pertes maximums dans les bandes à 20 dB d'isolation sont de 0.4 dB pour la première bande et de 0.9 dB pour la seconde.

IV.4.6. Réalisation et mesures des prototypes

Pour valider les performances de ce circulateur et l'adaptation de la méthode de couplage à la technologie planaire, des prototypes ont été réalisés et mesurés. Les substrats composites ferrite diélectrique ont été fabriqués par Exxelia. Ils ont été polis afin d'avoir une rugosité Ra maximum de 0.1 μm au niveau du ferrite et de 0.3 μm au niveau de l'alumine. Des mesures à l'aide d'un profilomètre mécanique Dektak ont montrées une différence de hauteur entre les deux matériaux de l'ordre de 4 à 4.5 μm (le ferrite est plus bas que l'alumine).

La métallisation des échantillons a été réalisée dans la salle blanche du laboratoire Xlim. La métallisation est composée essentiellement d'or et a une épaisseur de 5 μm . Une photographie d'un des échantillons métallisés est présentée Figure IV-38.



Figure IV-38 Substrat ferrite diélectrique métallisé du circulateur bi-bande micro-ruban

Les prototypes réalisés ont été mesurés au laboratoire Xlim à l'aide de pointes de mesures GSG (Ground–Signal–Ground), le dispositif de mesure est présenté Figure IV-39. La table de mesure sous pointes étant en fer afin de maintenir les supports des pointes en position à l'aide d'aimants [IV-11], il a été nécessaire de surélever le circulateur à l'aide d'une pièce de Rohacell suffisamment épaisse pour minimiser les perturbations de la table.

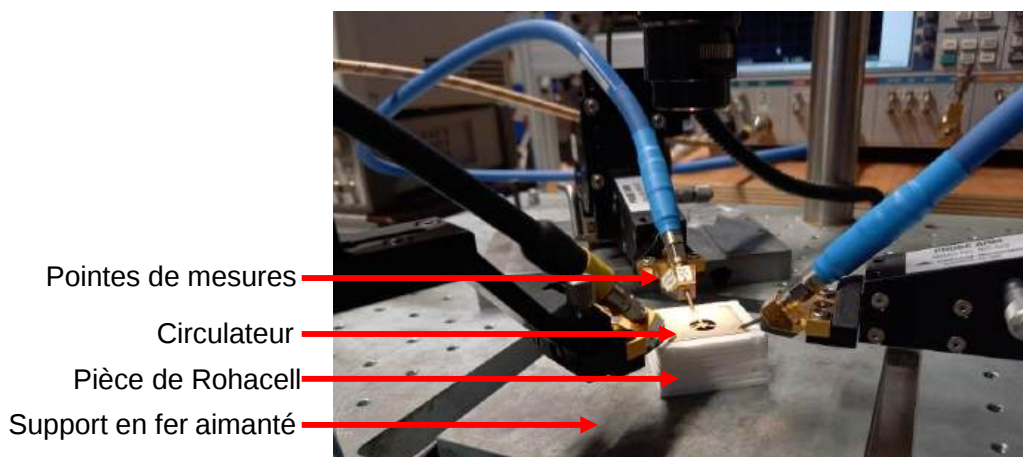


Figure IV-39 Dispositif de mesures sous pointes du circulateur bi-bande micro-ruban

Chapitre IV. Nouvelle méthode de couplage des cavités ferrites – Application à un circulateur micro-ruban

La Figure IV-40 représente les paramètres S mesurés du circulateur bi-bande micro-ruban. Deux phénomènes de circulations sont bien visibles, le premier à 4.8 GHz et le second à 10 GHz. Malgré ces premiers résultats encourageants, les performances de ce circulateur sont inférieures à celles attendues. En effet, la première bande n'est pas centrée à 5 GHz et les niveaux d'isolation et d'adaptation sont inférieurs à ceux simulés. Le $|S_{11}|$ de la seconde bande est supérieur à -20 dB avec un minimum à -18 dB. Malgré les niveaux d'adaptation limités du dispositif, les pertes restent correctes puisqu'elles sont de 0.41 et 0.95 dB au minimum pour la première et pour la seconde bande.

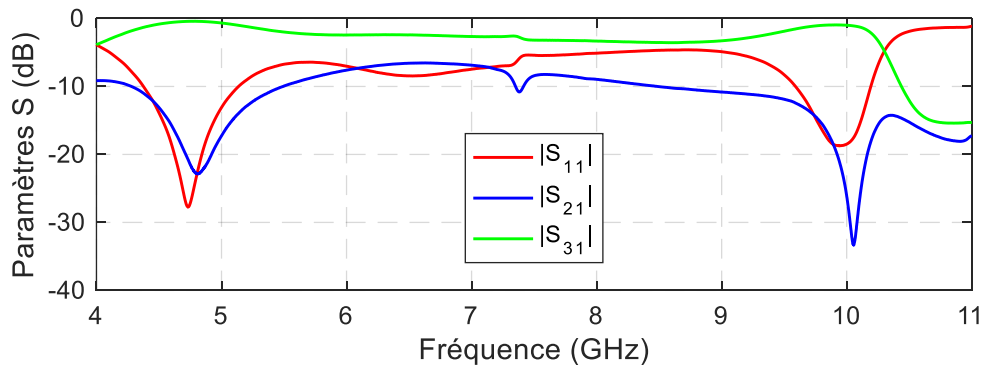


Figure IV-40 Paramètres S mesurés du circulateur bi-bande micro-ruban

Pour expliquer les différences de performances entre les simulations et les mesures, toutes les cotes de la structure réalisée ont été mesurées à l'aide d'un appareil optique Keyence. Les mesures dimensionnelles d'une de ces lignes sont représentées sur la Figure IV-41. Cette figure présente également les dimensions initialement fixées et choisies.

Les dimensions mesurées sont différentes de celles souhaitées puisque les lignes réalisées sont 10 à 20 μm moins larges, ce qui représente une variation de plus de 20%.

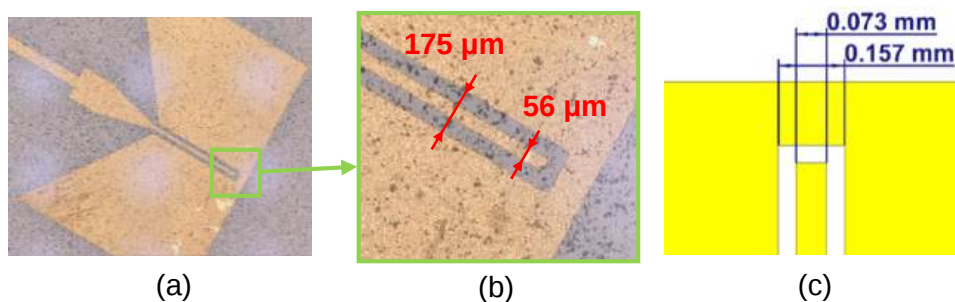


Figure IV-41 Vue d'une des trois transition micro-rubans vers coplanaire du circulateur bi-bande micro-ruban (a), dimensions mesurées des lignes coplaires (b) et dimensions utilisées en simulation (c)

L'impédance caractéristique d'une ligne coplanaire avec les dimensions mesurées n'est plus de 50 Ω mais de 65 Ω . Ces valeurs peuvent expliquer les niveaux d'adaptation inférieurs à 20 dB obtenues pendant la mesure des paramètres S . Pour confirmer ces résultats une retro-simulation de la structure a été réalisée en prenant en compte toutes les dimensions mesurées des lignes.

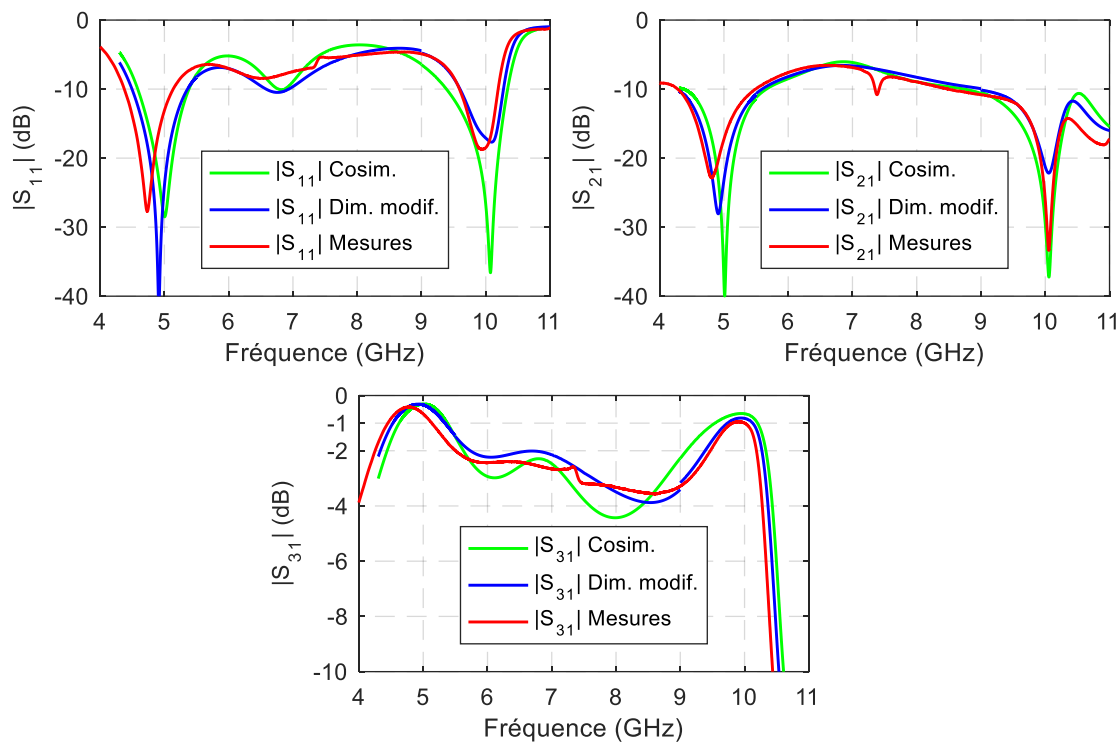


Figure IV-42 Paramètres S du circulateur bi-bande micro-ruban : Cosimulation magnétostatique-électromagnétique avec les dimensions de lignes souhaitées (Cosim), Cosimulation magnétostatique-électromagnétique avec les dimensions de lignes mesurées sur le prototype (Dim. Modif.) et mesures du dispositif (Mesures)

La Figure IV-42 représente la comparaison des paramètres S obtenus par la mesure, par cosimulation avec les dimensions souhaitées et par cosimulation avec les dimensions mesurées. En prenant en compte la sous-gravure des lignes, les paramètres S de la simulation sont bien plus proches des mesures.

Une nouvelle fabrication anticipant davantage la sous gravure pourrait permettre de se rapprocher des performances attendues. Les mesures du second prototype seront présentées le jour de la soutenance.

IV.5. Conclusion

Dans ce quatrième chapitre, une nouvelle méthodologie de recherche des conditions optimales de circulation d'un circulateur triplaque a été introduite. Elle est valable quelle que soit la géométrie du résonateur et sur plusieurs bandes de fréquences simultanément. Elle a été développée pour éviter toute étude paramétrique numérique systématique tout en atteignant l'impédance de couplage optimale de la jonction. Pour cela, la première étape de la méthode a consisté à calculer la matrice impédance à l'interface ferrite/diélectrique d'un résonateur à ferrite ayant un conducteur central arbitrairement choisi.

Deux approches ont été développées pour permettre le calcul de cette matrice impédance. La première consiste à intégrer les champs électriques et magnétiques à l'interface ferrite/diélectrique tandis que la seconde a développé une méthode de type dé-embedding.

La matrice impédance du résonateur a ensuite été égalisée à celle d'un circulateur idéal pour définir l'impédance à présenter à chacun des ports pour obtenir une fonction de circulation optimisée. De cette impédance, les caractéristiques des lignes d'accès ont pu être déduites. Les caractéristiques d'une ligne étant liées à ses dimensions, nous en avons déduit leur largeur. Cette méthodologie ainsi développée a été validée par la réalisation et la mesure d'un circulateur mono-bande avec un conducteur central triangulaire.

Nous avons également prouvé que cette méthodologie est adaptée au couplage d'un circulateur sur deux bandes de fréquences simultanément. Pour cela, nous avons utilisé les résultats de deux circulateurs bi-bandes déjà réalisés et présentés au Chapitre II. Les résultats obtenus sont très similaires aux précédents. En effet, en appliquant notre méthodologie, nous avons montré qu'en utilisant une seule simulation EM, les paramètres de couplage sur deux bandes de fréquences différentes ont été trouvés. Cela permet d'éviter d'utiliser une étude paramétrique comme cela avait été le cas lors du Chapitre II.

L'avantage majeur de la méthode développée réside donc dans sa rapidité d'exécution puisqu'elle ne nécessite qu'une seule simulation EM pour déterminer les paramètres de couplage qui permettent d'obtenir un phénomène de circulation optimal.

Enfin le premier circulateur bi-bande en technologie planaire a été conçu à l'aide de la méthode de couplage. Un prototype conçu pour fonctionner à 5 et à 10 GHz a été réalisé. Les mesures ont montré des niveaux d'isolation supérieurs à 20 dB autour de 4.81 GHz et de 10.04 GHz. Cependant les performances du circulateur sont inférieures à celles attendues en raison d'une sous gravure des lignes du dispositif pendant la fabrication.

IV.6. Bibliographie du Chapitre IV

- [IV-1] H. Bosma, « On the principle of stripline circulation », *IEE-Part B Electron. Commun. Eng.*, vol. 109, n° 21S, p. 137-146, 1962.
- [IV-2] C. E. Fay et R. L. Comstock, « Operation of the Ferrite Junction Circulator », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 13, n° 1, p. 15-27, janv. 1965, doi: 10.1109/TMTT.1965.1125923.
- [IV-3] Y. S. Wu et F. J. Rosenbaum, « Wideband Operation of Microstrip Circulators », in *1973 IEEE G-MTT International Microwave Symposium*, Boulder, CO, USA, 1973, p. 92-94, doi: 10.1109/GMTT.1973.1123103.
- [IV-4] J. Helszajn et W. T. Nisbet, « Circulators Using Planar WYE Resonators », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 29, n° 7, p. 689-699, juill. 1981, doi: 10.1109/TMTT.1981.1130430.
- [IV-5] H. Turki, L. Huitema, T. Monediere, B. Lenoir, et C. Breuil, « New Concept Validation of Low-Loss Dual-Band Stripline Circulator », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 67, n° 3, p. 845-850, mars 2019, doi: 10.1109/TMTT.2018.2890632.
- [IV-6] D. M. Pozar, *Microwave Engineering 4th ed.*, John Wiley&Sons, Inc. 2012.
- [IV-7] « <https://exxelia.com/fr/produits/liste/materiaux-et-hyperfrequence/ferrites> ». .
- [IV-8] S. J. Orfanidis, « A two-section dual-band Chebyshev impedance transformer », *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, vol. 13, n° 9, p. 382-384, sept. 2003, doi: 10.1109/LMWC.2003.817135.
- [IV-9] V. V K Thalakkatukalathil et al., « Electromagnetic modeling of anisotropic ferrites— Application to microstrip Y-junction circulator design », *J. Appl. Phys.*, vol. 123, n° 23, p. 234503, juin 2018, doi: 10.1063/1.5026482.
- [IV-10] H. How, S. A. Oliver, S. W. McKnight, P. M. Zavracky, N. E. McGruer, et C. Vittoria, « Theoretical modeling of microstrip thin-film circulators », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 33, n° 5, p. 3433-3435, sept. 1997, doi: 10.1109/20.617968.
- [IV-11] H. Turki, « Développement de circulateurs à ferrites originaux par l'élaboration d'une démarche de conception fiable », Thèse de Doctorat, Université de limoges, 2018.
- [IV-12] Guizhen Zheng, J. Papapolymerou, et M. M. Tentzeris, « Wideband coplanar waveguide RF probe pad to microstrip transitions without via holes », *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, vol. 13, n° 12, p. 544-546, déc. 2003, doi: 10.1109/LMWC.2003.820638.

Conclusion générale

Conclusion générale

Le thème général de ces travaux de thèse concernait le développement de circulateurs bi-bandes à ferrite avec les méthodes de conceptions associées. Ils ont été réalisés dans le cadre du laboratoire commun INOGYRO entre la société Inoveos et le laboratoire de recherche Xlim et co-financés dans le cadre d'une convention CIFRE-Défense.

Avant de maîtriser le phénomène de circulation sur deux bandes de fréquences simultanément, la première problématique était de pouvoir maîtriser le rapport entre la seconde et la première fréquence afin de choisir les deux fréquences de circulation indépendamment l'une de l'autre. Une seconde limitation des dispositifs bi-bandes présentés dans la littérature était les faibles largeurs de bandes, la thèse avait donc également pour but de proposer des solutions permettant de les élargir.

Pour répondre à ces problématiques, différentes études ont été réalisées. La première est une étude bibliographique qui a permis d'identifier les propriétés des matériaux ferrites qui permettent d'obtenir un phénomène de circulation ainsi que les moyens de les modéliser. Un aperçu des principales applications des ferrites en hyperfréquences ainsi que les différentes technologies de circulateurs à ferrites ont été présentées. Les travaux de la littérature ont montré que les fréquences de circulation sont liées aux fréquences de résonance des paires de modes contrarotatifs dans les cavités à ferrite associées.

Dans le second chapitre, l'influence de différents paramètres sur les fréquences de résonance des modes propres dans les cavités triplaques à ferrite a été étudiée. Cela a mis en évidence l'importance de la géométrie du conducteur central des résonateurs triplaques. En effet, en modifiant le conducteur central et en choisissant par exemple un conducteur en Y plutôt qu'un disque, les fréquences de résonances ont été fortement impactées. De plus, en modifiant les largeurs des lignes de ce conducteur central, l'écart entre les paires de modes supérieurs et fondamentaux est modifié et il est également possible d'inverser l'ordre d'apparition des modes supérieurs $HE_{\pm 21}$. A la suite de ces études, deux prototypes de circulateurs bi-bandes à ferrite ont été conçus et ont permis de montrer que cette inversion de l'ordre d'apparition des modes avait pour conséquence l'inversion de la direction de circulation de la seconde bande. De plus, à partir des mêmes disques de ferrites et en utilisant le même champ magnétique statique, les deux circulateurs fonctionnaient à des fréquences différentes, ce qui valide le contrôle des fréquences de circulation via l'étude modale préalable. Le premier circulateur est unidirectionnel, c'est-à-dire que les deux bandes circulent dans le même sens. Il fonctionne à 5 GHz et à 10.5 GHz avec des bandes passantes respectives de 4% et 2.9% pour un critère d'isolation et d'adaptation fixé à 20 dB. Le second circulateur est bidirectionnel, c'est-à-dire que les deux bandes circulent dans des directions opposées, il a des bandes passantes de 13.6% à 5.9 GHz et de 1.9% à 10.7 GHz pour 20 dB d'isolation et d'adaptation dans les bandes. La réalisation de ces deux premiers prototypes bi-bandes en champ faible constitue une réelle avancée dans la maîtrise du phénomène de circulation bi-bande. En effet, pour ces circulateurs, les fréquences des deux bandes de circulation ont été choisies en modifiant la géométrie du conducteur. De plus les largeurs des sous-bandes sont de deux à six fois plus importantes que celles des circulateurs bi-bandes en champ fort de la littérature.

A l'issue de ces développements, plusieurs points d'amélioration ont émergé. En effet, pour concevoir ces circulateurs plusieurs étapes d'études paramétriques sous logiciels de simulation électromagnétique ont été nécessaires. Afin d'avoir une meilleure maîtrise de la conception et l'accélérer, une méthode complète de conception des circulateurs bi-bandes a été développée. La méthode se décompose en deux parties :

- Le dimensionnement d'un résonateur
- Le couplage et l'adaptation du résonateur

Le **dimensionnement du résonateur** a pour but de choisir le matériau ferrite, les dimensions des disques, le champ magnétique statique, la géométrie et les dimensions du conducteur central. Pour cela, une méthode se basant sur des abaques des modes propres dans les cavités triplaques à ferrite a été élaborée. Elle permet de déterminer les propriétés du résonateur en fonction des fréquences spécifiées. La première fréquence de fonctionnement est déterminée par la fréquence centrale de la paire de modes contrarotatifs fondamentaux, la fréquence centrale des modes supérieurs détermine la seconde fréquence de circulation. Un outil numérique de calcul d'abaques des modes propres dans les cavités à ferrite a été développé. Cet outil est valable quelle que soit la géométrie du conducteur central et a donc permis d'établir une bibliothèque d'abaques pour des conducteurs centraux de types disque, Y et Y avec stubs. Les fréquences de résonance de plusieurs résonateurs ont été calculées à l'aide des abaques et ont montré de faibles écarts par rapports à celles obtenues par simulations EM. Pour le conducteur central disque, l'écart maximal entre la fréquence obtenue grâce à l'abaque et celle calculée par simulation est de 5.9%, contre 13.2% pour la méthode analytique de Bosma. Pour les conducteurs centraux en Y et en Y avec stubs, l'écart maximal est de 3.5% alors qu'aucune étude analytique ne permet d'obtenir ces fréquences. L'avantage majeur de cette nouvelle méthode de calcul réside dans sa rapidité d'exécution. En effet pour obtenir les fréquences propres d'un résonateur il faut autour d'une centaine de millisecondes au programme Matlab développé contre cinq minutes pour une simulation EM (CPU Intel i7 quadricore à 3.4 GHz, RAM 16 Go et GPU NVIDIA GeForce GTX 745). Ce gain de temps conséquent permet de retrouver les propriétés d'un résonateur à partir de valeurs de fréquences fixées d'un cahier des charges. Finalement, ces abaques et cette méthode ont été validés par deux exemples pour lesquels un cahier des charges a été fixé. Le premier spécifiait un circulateur bidirectionnel à 5 et à 10 GHz et le second un circulateur unidirectionnel à 4 et à 12 GHz. Afin de répondre à ces cahiers des charges de manière efficace, un programme permettant de balayer les abaques a été développé. Le balayage des abaques permet, à partir des fréquences et du sens de circulation fixés, de déterminer les propriétés des résonateurs à utiliser.

Les propriétés des résonateurs issues des abaques ont ensuite été modélisés en 3D puis simulés. La comparaison entre la simulation EM et notre méthode des abaques montre que les fréquences retrouvées sont situées à moins de 5% des fréquences de consignes. La fréquence centrale de circulation n'étant pas nécessairement parfaitement égale à la fréquence au centre d'une paire de mode, ce faible écart pourrait être amoindri par l'étape de couplage et d'adaptation et par un ajustement manuel des propriétés du résonateur.

Cette nouvelle méthode proposée permet donc de dimensionner un résonateur à ferrite afin qu'il respecte des conditions de fréquences initialement fixées. En l'état actuel de la

bibliothèque, le rapport entre la fréquence au centre des modes supérieurs et la fréquence au centre des modes fondamentaux peut varier de 1.6 à 2.9. Cela peut permettre de répondre à une grande variété de cahier des charges.

La seconde étape de la méthode de conception des circulateurs bi-bandes à ferrite est le **couplage et l'adaptation du résonateur** afin d'obtenir une fonction de circulation optimisée. Pour cela, une nouvelle méthodologie a été mise au point. Celle-ci commence par le calcul de la matrice impédance du résonateur. Deux techniques de calculs de cette matrice ont été présentées, la première utilise l'intégration des champ E et H aux accès du résonateur et la seconde est basée sur le principe de dé-embedding. Une fois la matrice impédance obtenue, elle est comparée à celle d'un circulateur idéal ce qui permet de retrouver l'impédance Z_0 à appliquer pour coupler et adapter le résonateur et ainsi obtenir un dispositif performant. La dernière étape consiste à définir un circuit d'adaptation qui permette de présenter l'impédance solution Z_0 aux trois accès du résonateur pour les fréquences de circulation voulues.

La méthode a été validée en mono-bande par la réalisation et la mesure d'un circulateur au conducteur central triangulaire. Il présente de bonnes performances avec 9.1% de bandes à 7.88 GHz avec 20 dB d'isolation et d'adaptation pour des pertes inférieures à 0.4 dB. La comparaison des paramètres S issus de nos méthodes développées, des simulations EM et de la mesure a montré un bon accord entre ces différents calculs. L'écart en fréquence centrale entre les mesures et les paramètres S obtenus à partir de la méthode d'intégration est de 4.1% et de 1.5 % pour la méthode de type dé-embedding. Finalement, la méthode de type dé-embedding a été préférée en raison des temps de calculs très inférieurs.

Cette méthode a ensuite été validée pour la conception de circulateurs bi-bandes en réutilisant les prototypes développés au chapitre II. Les propriétés des lignes d'accès ont été retrouvées grâce à la méthode. Cette nouvelle technique de couplage des résonateurs à ferrite permet donc d'obtenir une fonction de circulation sur une ou deux bandes de fréquences à partir d'un résonateur et elle reste valable quelle que soit la géométrie du conducteur central.

Ce dernier chapitre présente également la première conception d'un circulateur à ferrite en technologie planaire fonctionnant sur deux bandes de fréquences. Le passage à cette technologie a pour but de réduire les dimensions notamment grâce aux permittivités des substrats. De plus, il est plus facile de concevoir des circuits d'adaptation plus complexes en micro-ruban qu'en triplaque lorsque les lignes sont en suspension dans l'air. Cela permet ainsi d'améliorer les performances des dispositifs bi-bandes tout en les miniaturisant. Ce premier circulateur en technologie micro-ruban a été conçu pour fonctionner à des fréquences autour de 5 et de 10 GHz. La nouvelle méthode de couplage développée et expliquée au début du chapitre IV a été adaptée à cette technologie afin de coupler le circulateur. Un premier prototype a été réalisé, il présente une isolation supérieure à 20 dB autour de 4.8 GHz et de 10. GHz. En revanche l'adaptation n'atteint pas les 20 dB pour la seconde bande. Ces performances inférieures à celles attendues proviennent d'une sous gravure du dispositif pendant la fabrication en salle blanche. Cependant, ce premier prototype a montré la possibilité d'obtenir un fonctionnement bi-bande avec un circulateur micro-ruban ce qui a permis de réduire fortement l'encombrement du dispositif par rapport aux circulateurs triplaques.

Perspectives

A l'issue de ces travaux de thèse, des perspectives permettant d'améliorer les performances des dispositifs non-réciproques multi-bandes et de maîtriser davantage leur fonctionnement peuvent être proposées.

- **Méthode de conception**

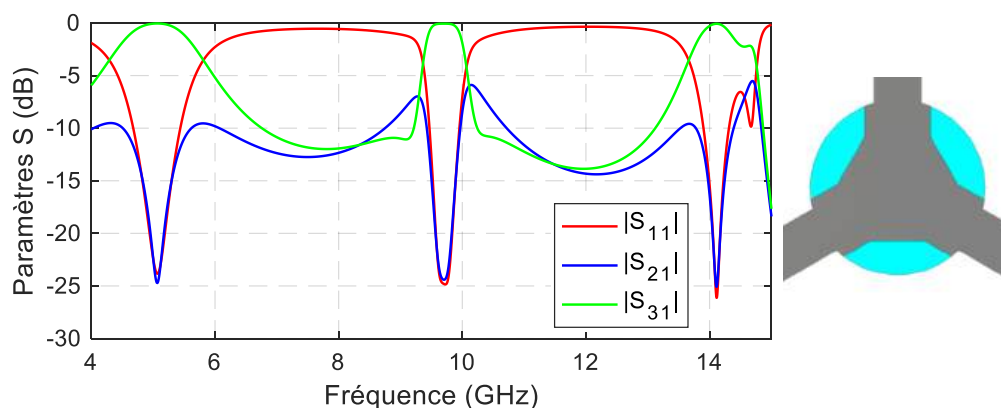
Tout d'abord pour la méthode de conception des circulateurs bi-bandes à ferrites et plus particulièrement la partie qui consiste à dimensionner le résonateur à partir d'abaques des modes propres, il serait intéressant de compléter la bibliothèque existante. En effet, la zone pour laquelle la valeur absolue du facteur d'anisotropie est supérieure à 1 pourrait être ajoutée, ainsi que la zone pour laquelle le facteur x est supérieure à 8 pour les abaques du conducteur central en Y avec stubs. En prenant en compte ces zones il serait possible de calculer les fréquences propres des modes pour plus de configurations de résonateurs.

Des abaques pour de nouvelles géométries de conducteur central pourraient également être calculées. Le conducteur central en triangle pourrait être un bon candidat. En effet les premières études sur ce résonateur ont montré la possibilité de modifier le rapport f_2/f_1 de manière significative tout en conservant seulement deux modes dans la zone des modes fondamentaux, simplifiant ainsi la conception par rapport au conducteur en Y avec stubs.

Pour le dimensionnement des résonateurs à ferrite, le programme de recherche d'une configuration répondant aux critères d'un cahier des charges pourrait également être amélioré. En effet, l'implémentation d'un algorithme d'optimisation à la place du balayage de toutes les configurations permettrait de réduire le temps de conception. Il serait également possible de prendre en compte l'écart entre les modes + et les modes – d'une même paire de mode. En effet plus cet écart est important plus les bandes de circulations sont larges.

- **Circulation tri-bande**

Un autre axe de recherche pour faire suite à ces travaux serait la conception de circulateurs fonctionnant sur trois bandes de fréquences simultanément. En prenant en compte le couplage de la paire de mode $HE_{\pm 31}$ il serait envisageable d'obtenir un tel fonctionnement. En effet des premiers résultats de simulation EM ont permis d'obtenir les résultats suivants en couplant les paires de modes $HE_{\pm 11}$, $HE_{\pm 21}$ et $HE_{\pm 31}$ simultanément.



Première simulation EM d'un modèle simplifié de circulateur tri-bande

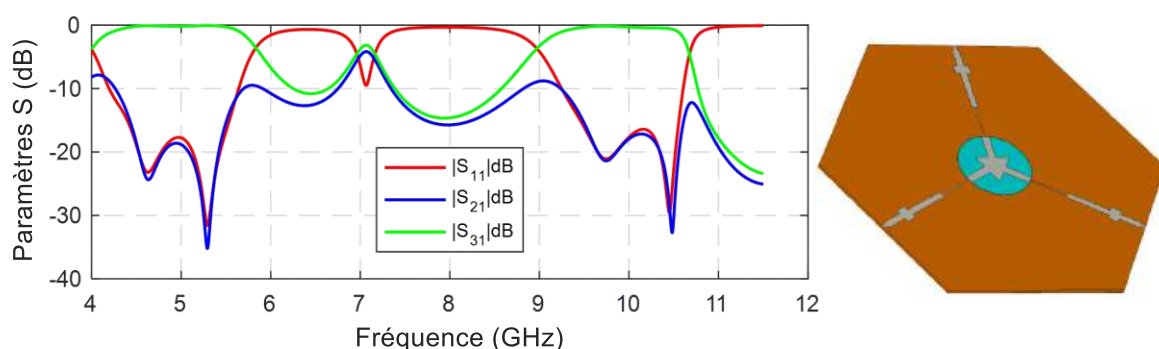
Ces paramètres S ont été obtenus par la simulation d'un modèle simplifié de circulateur (champ magnétique statique uniforme) et en utilisant un ferrite Y32 de 420 G d'aimantation, un champ magnétique statique de 300 Oe, un rayon de ferrite de 4.9 mm et un conducteur central triangulaire couplé par les sommets. Une isolation et une adaptation supérieure à 20 dB est visible autour de 5 GHz, 9.7 GHz et 14.1 GHz.

Pour obtenir des circulateurs tri-bandes aux performances optimisées il serait possible d'adapter les méthodes de conception développées pour le bi-bande. Il faudrait d'abord inclure la paire de modes $HE_{\pm 31}$ dans les abaques des modes propres, puis prendre en compte une troisième fréquence f_3 dans le dimensionnement du résonateur et enfin considérer les trois fréquences dans le couplage du résonateur. Un circuit d'adaptation tri-bande serait alors nécessaire.

Avec l'intégration des modes $HE_{\pm 31}$ dans la bibliothèque d'abaques il serait également possible de retrouver des configurations bi-bandes en utilisant les paires de modes $HE_{\pm 11}$ et $HE_{\pm 31}$. Cela permettrait d'obtenir d'important rapport f_2/f_1 . Jusque-là, en utilisant les modes $HE_{\pm 21}$, le maximum de f_2/f_1 est de 2.9, grâce aux modes $HE_{\pm 31}$, il pourrait être possible d'obtenir des rapports supérieurs à 3.

- **Circulateurs bi-bandes planaires**

Concernant les travaux sur le premier circulateur bi-bande en technologie micro-ruban, de nouvelles réalisations sont en cours afin de prendre en compte la sous gravure du premier prototype. En utilisant cette technologie planaire et donc sur substrat, il est possible d'envisager l'utilisation de circuits d'adaptation plus complexes tout en conservant des dimensions contenues grâce aux permittivités des substrats. La figure suivante présente un exemple d'un circulateur qui reprend le résonateur du circulateur micro-ruban réalisé mais qui cette fois utilise six tronçons d'adaptation au lieu de deux.



Circulateur bi-bande micro-ruban à 6 tronçons d'adaptation

Le modèle simulé en considérant un champ magnétique statique homogène présente des bandes de près de 20% autour de 5 GHz et de 10% autour de 10 GHz en considérant une isolation supérieure à 17 dB dans les bandes. En utilisant des dispositifs d'adaptation bi-bandes et plus larges bandes que ceux utilisés jusqu'ici, il pourrait donc être possible d'élargir les bandes de circulation.

Enfin, toujours dans le but de réduire les dimensions et d'améliorer les performances des systèmes, il est envisagé de co-concevoir une antenne et un circulateur sur le même substrat.

Contribution à l'étude de circulateurs bi-bandes à ferrite fonctionnant en champ faible – Nouvelle méthodologie de conception

Cela permettrait de s'affranchir d'un étage d'adaptation en reliant l'antenne et un des ports du circulateur sans avoir à passer par une adaptation de $50\ \Omega$. C'est dans cette perspective et dans le cadre du laboratoire commun INOGYRO qu'une nouvelle thèse CIFRE sur le co-développement de circulateurs-antennes multi-bandes débutera prochainement.

Liste des travaux

Publication dans un journal international :

V. Olivier, L. Huitema, B. Lenoir, H. Turki, C. Breuil, P.Pouliguen and T. Monediere, « Dual-band Ferrite Circulators Operating On Weak Field Conditions: Design Methodology And Bandwidths Improvement », in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 68, no. 7, pp. 2521-2530, Juillet 2020

Communications dans des congrès internationaux :

V. Olivier, L. Huitema, B. Lenoir, H. Turki, C. Breuil, P.Pouliguen and T. Monediere, « Stripline dualband ferrite circulators operating on weak field conditions », *2020 50th European Microwave Conference (EuMC)*, 2021, pp. 860-863, Utrecht, Janvier 2021,

V. Olivier, L. Huitema, B. Lenoir, H. Turki, C. Breuil, P.Pouliguen and T. Monediere, « Dual-band stripline ferrite circulators working in the weak field zone », *URSI GASS 2021*, Rome, Septembre 2021

Communication dans un congrès national :

V.Olivier, L.Huitema, T.Monédière, B.Lenoir, P.Pouliguen, « Conception d'un circulateur triplaque à ferrite bi-bande fonctionnant en champ faible », *XXIèmes Journées Nationales Microondes* - Caen, Mai 2019.

Contribution à l'étude de circulateurs bi-bandes à ferrite fonctionnant en champ faible – Nouvelle méthodologie de conception

En 2017 un premier concept de circulateur à ferrite fonctionnant sur deux bandes de fréquences simultanément a été développé dans le cadre du laboratoire commun INOGYRO. Ces premiers dispositifs fonctionnaient sur de faibles bandes de circulation et l'écart entre la première et la seconde bande de circulation n'était pas choisi. L'objectif de ces travaux de thèse est le développement de circulateurs bi-bandes à ferrite pour lesquels les deux fréquences sont choisies indépendamment l'une de l'autre et dont les bandes de circulation se rapprochent des standards mono-bandes. Pour cela une nouvelle méthode de conception en deux étapes a été développée. La première consiste en une méthode de dimensionnement de la partie métallique au centre de la structure triplaque et des propriétés des ferrites à partir d'abaques des modes propres dans les cavités triplaques à ferrite. Elle permet de choisir les deux fréquences de circulation. Pour obtenir une fonction circulation optimisée, la seconde étape de la méthode permet de retrouver les conditions d'adaptation de chaque sous bande. La conception et la réalisation de prototypes de circulateurs bi-bandes aux fonctionnements différents ont permis de valider cette méthode. Enfin les différentes études ont été adaptées à la technologie planaire afin de concevoir le premier circulateur bi-bande à ferrite en technologie micro-ruban permettant une diminution de l'encombrement du dispositif.

Mots-clés : Ferrite, circulateur à ferrite, bi-bande, triplaque, micro-ruban, modes propres, magnétostatique, électromagnétique, dispositif radiofréquence, méthode de conception

Contribution to the study of dual band ferrite circulators operating in weak field - New design methodology

In 2017 a first concept of ferrite circulator operating on two frequency bands simultaneously was developed in the framework of the joint laboratory INOGYRO. These first devices operated on narrow bandwidths and the gap between the first and second bandwidths was not chosen. The main goal of this thesis is the development of dual-band ferrite circulators with two frequencies chosen independently of each other and with circulation bandwidths close to single-band standards. For this purpose, a new design method based on two steps has been developed. The first step consists in a sizing method of the metallic part in the center of the stripline structure and of the ferrite properties using eigenmodes charts in ferrite stripline cavities. It allows to choose the two circulation frequencies. To obtain an optimized circulation function, the second step of the method allows to find the matching conditions of each sub-band. The design and the realization of dual-band circulators prototypes with different operation have demonstrated the effectiveness of this method. Finally, the different studies have been adapted to a planar technology in order to design the first dual band ferrite circulator in microstrip technology allowing a size reduction of the device.

Keywords : Ferrite, ferrite circulator, dual band, stripline, microstrip, eigenmodes, magnetostatic, electromagnetic, radio frequency device, design method

