

Table des matières

Liste des Figures	6
Liste des Symboles et Abréviations	13
Introduction Générale	16
1 Les Métamatériaux : Généralités et Etat de l'Art	22
1.1 Introduction	22
1.2 Définition des métamatériaux et des matériaux main gauche	23
1.3 Caractéristiques générales des MMG	26
1.3.1 Analyse théorique	26
1.3.2 Dispersion du milieu main gauche	28
1.3.3 Notion de vitesse de phase et vitesse de groupe	30
1.3.4 Réfraction négative	30
1.4 Signification physique des paramètres effectifs du MMG	32
1.4.1 Notion de paramètres effectifs	32
1.4.2 Impédance d'onde complexe	33
1.5 Homogénéisation des métamatériaux	34
1.6 Synthèse des métamatériaux	36
1.6.1 Les Matériaux main gauche (MMG)	36
1.6.2 Métamatériau à base de lignes de transmissions	41
1.7 Champ d'applications des MMG	43

1.7.1	Technologies de l'information et de la communication	43
1.7.2	Spatial	44
1.7.3	Nanotechnologies	44
1.8	Problématique et méthode d'extraction de paramètres effectifs	45
1.8.1	Position du problème	45
1.8.2	Extraction des paramètres effectifs	46
1.8.3	Outils de simulations et méthodes numériques appliqués aux MMG	49
1.9	Conclusion	51

2 Etude des Propriétés Electromagnétiques des MMG en Fréquences

Micro-ondes		53
2.1	Introduction	53
2.2	Etude du résonateur en anneau fendu (RAF), ou split ring resonator (SRR)	54
2.2.1	RAF circulaire	54
2.2.2	RAF circulaire avec un couplage Broadside	63
2.2.3	RAF carré	68
2.2.4	RAF à fentes croisées	72
2.3	Etude paramétrique du RAF carré	75
2.3.1	Variation de l'ouverture des anneaux	75
2.3.2	Variation de la largeur des anneaux	76
2.3.3	Variation de l'espacement entre les deux anneaux	77
2.3.4	Variation de l'épaisseur du substrat	79
2.3.5	Variation de la permittivité du substrat	80
2.4	Etude du milieu à tiges métalliques	80
2.4.1	Tiges métalliques continues	81
2.4.2	Tiges métalliques discontinues	83
2.4.3	Variation de la largeur des tiges	85
2.4.4	Variation de la périodicité du réseau	87
2.5	Milieu constitué de tiges métalliques et de RAFs	87

2.6	Résonateur en forme Ω	91
2.6.1	Structure en double Ω	91
2.6.2	Structure en simple Ω	94
2.7	Résonateur en forme S	96
2.7.1	Structure en double S	96
2.7.2	Structure en simple S	98
2.8	Conclusion	100
3	Etude du Résonateur en Anneau Fendu Hexagonal	103
3.1	Introduction	103
3.2	Géométrie de la structure HSRR	104
3.3	Etude des différentes Structures du RAFH	112
3.3.1	RAFH avec un seul anneau	112
3.3.2	RAFH comportant plusieurs fentes	115
3.4	Milieux constitués de double-side HSRR	116
3.4.1	Géométrie de la structure proposée et son circuit équivalent	116
3.5	Etude des caractéristiques de résonance des structures HSRR, BC-HSRR, et DHSRR	121
3.5.1	Influence de l'épaisseur du substrat	121
3.5.2	Influence de la permittivité du substrat ϵ_r sur les paramètres de résonance	127
3.5.3	Influence des tangentes de pertes ($\tan \delta$) de substrat sur les paramètres de résonance	131
3.6	Comparaison avec les fréquences calculées numériquement	132
3.7	MMG constitué d'un réseau de DHSRR et de tiges métalliques	134
3.8	Conclusion	137
4	Conception des Structures Métamatériaux Multi-bandes	139
4.1	Introduction	139

4.2	Conception d'une structure métamatériaux bi-bandes	140
4.3	Structure tri-bandes proposée	145
4.3.1	Conception	145
4.4	Conception d'une structure métamatériaux quadribandes	151
4.5	Conclusion	154
	Conclusion Générale et Perspectives	156
	Bibliographie	158
	Annexes	167
	Listes des Travaux Scientifiques	176

Liste des Figures

Listes des Figures

Chapitre I

Figure 1.1 : Les éléments de base des : (a) : matériaux, (b) : métamatériaux [20].

Figure 1.2 : Diagramme de ε et μ [1].

Figure 1.3 : Trièdre direct et indirect des vecteurs $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$.

Figure 1.4 : Réfraction d'une onde électromagnétique à l'interface entre deux matériaux différents. (a) : MMD. (b) : MMG.

Figure 1.5 : Effet de double focalisation d'une lentille main gauche plane.

Figure 1.6 : Diffusion du rayonnement électromagnétique dans différentes directions : (a) : Composite homogénéisable. (b) : composite non-homogénéisable.

Figure 1.7 : Structure périodique de fils minces proposée par J. Pendry.

Figure 1.8 : (a) Réseau de RAF introduit par Pendry, (b) : Cellule unitaire du RAF.

Figure 1.9 : Représentation d'une ligne de transmission : (a) : Ligne conventionnelle. (b) : Ligne duale.

Figure 1.10 : Coefficients de réflexion et de transmission à travers un matériau homogène.

Figure 1.11 : Cellule de maillage de FEM.

Figure 1.12 : Principe de la FIT.

Chapitre II

Figure 2.1 : RAF circulaire et son circuit équivalent.

Figure 2.2 : Sens de circulation du courant.

Figure 2.3 : RAF circulaire avec : (a) : $\vec{E} \perp$ aux fente. (b) : $\vec{E} //$ aux fente.

Figure 2.4 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du RAF circulaire ($\vec{E} \perp$ aux fentes).

Figure 2.5 : Paramètres effectifs du RAF circulaire : ($\vec{E} \perp$ aux fentes).

Figure 2.6 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du RAF circulaire : ($\vec{E} //$ aux fentes).

Figure 2.7 : Paramètres effectifs du RAF circulaire : ($\vec{E} //$ aux fentes).

Figure 2.8 : Milieu à boucles fermés.

Figure 2.9 : Coefficients de réflexion et de transmission du milieu à boucles fermés.

Figure 2.10 : Paramètres effectifs du milieu à boucles fermés en régime quasi-statique.

Figure 2.11 : paramètres effectifs du milieu à boucles fermés au delà du régime QS.

Figure 2.12 : Cellule unitaire du BC_SRR circulaire avec $r = 1.31 \text{ mm}$.

Figure 2.13 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du BC SRR : (courbes identiques pour \vec{E} parallèle et perpendiculaire aux fentes).

Figure 2.14 : Paramètres effectifs du BC SRR circulaire avec $r = 1.31 \text{ mm}$.

Figure 2.15 : Cellule unitaire du BC_SRR circulaire avec $r = 0.76 \text{ mm}$.

Figure 2.16 : BC-SRR circulaire avec $r = 0.76 \text{ mm}$: (a) : Réflexion et transmission en dB. (b) : Re et Im de la perméabilité effective.

Figure 2.17 : Cellule unitaire du RAF carré avec ses dimensions.

Figure 2.18 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du RAF carré : ($\vec{E} \perp$ aux fentes).

Figure 2.19 : Paramètres effectifs du RAF carré : ($\vec{E} \perp$ aux fentes).

Figure 2.20 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du RAF carré : ($\vec{E} //$ aux fentes).

Figure 2.21 : Paramètres effectifs du RAF carré : ($\vec{E} //$ aux fentes).

Figure 2.22 : Représentation et dimension d'une unité de cellule du RAF à fentes croisées.

Figure 2.23 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du RAF à fentes croisées.

Figure 2.24 : Paramètres effectifs du RAF à fentes croisées.

Figure 2.25 : Module de S_{21} pour différentes valeurs de d : (a) : RAF carré. (b) : RAF circulaire [46].

Figure 2.26 : Module de S_{21} pour différentes valeurs de w : (a) : RAF carré. (b) : RAF circulaire [46].

Figure 2.27 : Module de S_{21} du RAF carré en variant la largeur t : l_{ext} est fixe. (a) : RAF carré. (b) : RAF circulaire [46].

Figure 2.28 : Module et phase de S_{21} du RAF carré en variant la largeur t : l_{int} est fixe.

Figure 2.29 : Module et phase de S_{21} du RAF pour différentes valeurs de p .

Figure 2.30 : Module et phase de S_{21} du RAF pour différentes valeurs ε_r de substrat.

Figure 2.31 : Cellule unitaire d'une tige métallique continue avec ses dimensions.

Figure 2.32 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du milieu à tiges métalliques continues.

Figure 2.33 : Paramètre effectifs du milieu à tiges métalliques continues.

Figure 2.34 : Cellule unitaire d'une tige métallique discontinue.

Figure 2.35 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du milieu à tiges métalliques discontinues.

Figure 2.36 : Paramètres effectifs du milieu à tiges métalliques discontinues.

Figure 2.37 : Tige de largeur 0.15 mm : (a) : Module et phase de S_{11} et S_{21} . (b) : Re et Im de la permittivité effective.

Figure 2.38 : Tige de largeur 0.35 mm . (a) : Module et phase de S_{11} et S_{21} . (b) : Re et Im de la permittivité effective.

Figure 2.39 : Tige de période 0.23 mm . (a) : Module et phase de S_{11} et S_{21} . (b) : Re et Im de la permittivité effective.

Figure 2.40 : Cellule unitaire du milieu main gauche.

Figure 2.41 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du MMG.

Figure 2.42 : Paramètres effectifs du MMG.

Figure 2.43 : Paramètres effectifs du MMG [55].

Figure 2.44 : Géométrie de la structure Ω : (a) Double Ω . (b) : Simple Ω .

Figure 2.45 : Module de S_{11} et S_{21} du résonateur en double Ω .

Figure 2.46 : Paramètres effectifs du résonateur en double Ω .

Figure 2.47 : Module de S_{11} et S_{21} du résonateur en simple Ω .

Figure 2.48 : Re et Im de l'impédance du résonateur en simple Ω .

Figure 2.49 : Paramètres effectifs du résonateur en simple Ω .

Figure 2.50 : Géométrie de la structure S : (a) Double S . (b) : Simple S .

Figure 2.51 : Module de S_{11} et S_{21} du résonateur en double S .

Figure 2.52 : Re et Im de l'impédance du résonateur en double S .

Figure 2.53 : Paramètres effectifs du résonateur en double S .

Figure 2.54 : Module de S_{11} et S_{21} du résonateur en simple S .

Figure 2.55 : Re et Im de l'impédance effective du résonateur en simple S .

Figure 2.56 : Paramètres effectifs du résonateur en simple S .

Chapitre III

Figure 3.1 : Géométrie du *HSRR*, et son circuit équivalent.

Figure 3.2 : Les quatre configurations possibles du *RAF* hexagonal (*HSRR*).

Figure 3.3 : (a) : Courbes de transmission des quatre configurations du *HSRR*. (b) : Courbe de transmission du *HSRR* [61].

Figure 3.4 : Directions des courants induits pour les cas 3 et 4.

Figure 3.5 : *HSRR* avec $\vec{H} //$ à l'axe des anneaux et $\vec{E} \perp$ fentes : (a) : Re et Im de ε . (b) : Re et Im de μ .

Figure 3.6 : *HSRR* avec $\vec{H} //$ à l'axe des anneaux et $\vec{E} //$ fentes : (a) : Re et Im de ε . (b) : Re et Im de μ .

Figure 3.7 : *HSRR* avec $\vec{H} \perp$ à l'axe des anneaux et $\vec{E} \perp$ fentes : (a) : Re et Im de ε . (b) : Re et Im de μ .

Figure 3.8 : *HSRR* avec $\vec{H} \perp$ à l'axe des anneaux et $\vec{E} //$ fentes : (a) : Re et Im de ε . (b) : Re et Im de μ .

Figure 3.9 : *HSRR* à un seul anneau avec : (a) : 1 fente. (b) : 2 fentes. (c) : 4 fentes.

Figure 3.10 : Courbes de transmission du *HSRR* avec un seul anneau.

Figure 3.11 : La variation de $f_{rés}$ en fonction de la largeur de la fente du *HSRR* à un seul anneau avec : (a) : 1 fente, (b) : 2 fentes, et (c) : 3 fentes.

Figure 3.12 : *HSRR* avec (a) : 2 fente. (b) : 4 fentes. (c) : 8 fentes.

Figure 3.13 : Courbes de transmission du *HSRR* comportant plusieurs fentes.

Figure 3.14 : Les différentes géométries de particule constituant des milieux à perméabilité négative.

Figure 3.15 : Circuit équivalent de la cellule unitaire du *DHSRR*.

Figure 3.16 : Module et phase du coefficient de réflexion et de transmission du milieu *DHSRR*.

Figure 3.17 : Paramètres effectifs du milieu *DHSRR*.

Figure 3.18 : Paramètres de résonance pour la structure *HSRR*.

Figure 3.19 : Module de S_{21} du *HSRR* pour différentes épaisseurs p de substrat.

Figure 3.20 : Module de S_{21} du *BC HSRR* pour différentes épaisseurs p de substrat.

Figure 3.21 : Module de S_{21} du *DHSRR* pour différentes épaisseurs p du substrat.

Figure 3.22 : La variation de $f_{rés}$ en fonction de l'épaisseur de substrat (p).

Figure 3.23 : La variation de BP en fonction de l'épaisseur de substrat (p).

Figure 3.24 : La variation de T en fonction de l'épaisseur de substrat (p).

Figure 3.25 : Module de S_{21} du *HSRR* pour différentes valeurs de ε_r .

Figure 3.26 : Module de S_{21} du *BC HSRR* pour différentes valeurs de ε_r .

Figure 3.27 : Module de S_{21} du *DHSRR* pour différentes valeurs de ε_r .

Figure 3.28 : La variation de $f_{rés}$ en fonction de la permittivité de substrat.

Figure 3.29 : La variation de BP en fonction de la permittivité de substrat.

Figure 3.30 : La variation de T en fonction de la permittivité de substrat.

Figure 3.31 : Module de S_{21} du *HSRR* pour différentes valeurs de $\tan \delta$ du substrat.

Figure 3.32 : Module de S_{21} du *BC HSRR* pour différentes valeurs de $\tan \delta$ du substrat.

Figure 3.33 : Module de S_{21} du *DHSRR* pour différentes valeurs de $\tan \delta$ du substrat.

Figure 3.34 : Cellule unitaire du *MMG* constitué du *DHSRR* et une tige continue.

Figure 3.35 : Module et phase des coefficients de réflexion et de transmission du *MMG* constitué du *DHSRR* et une tige continue.

Figure 3.36 : Paramètres effectifs du *MMG* constitué du *DHSRR* et une tige continue.

Chapitre IV

Figure 4.1 : Cellule unitaire de la structure *HSLR*.

Figure 4.2 : Géométrie de la structure *HSLR* dans le rédacteur *CST MWS*.

Figure 4.3 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du *HSLR*.

Figure 4.4 : Module de S_{11} et S_{21} du *SLR* carré [73].

Figure 4.5 : Phase de S_{11} et S_{21} du *SLR* carré [73].

Figure 4.6 : Paramètres effectifs du *HSLR* : (a) : Re et Im de la perméabilité effective.
(b) : Re et Im de la permittivité effective.

Figure 4.7 : Paramètres effectifs du *SLR* [73] : (a) : Re et Im de la perméabilité effective.
(b) : Re et Im de la permittivité effective.

Figure 4.8 : Distribution du courant sur la cellule unitaire du *HSLR* pour chaque fréquence de résonance. (a) : $f_1 = 8.84 \text{ GHz}$, (b) : $f_2 = 10.2 \text{ GHz}$, $f_3 = 11.7 \text{ GHz}$.

Figure 4.9 : Cellule unitaire de la structure dans le logiciel de *CST MWS*.

Figure 4.10 : Cellule unitaire du *HSRR* à un seul anneau avec les différentes longueurs L .

Figure 4.11 : Cellule unitaire du *HSRR* avec : (a) : deux anneaux. (b) : trois anneaux.

Figure 4.12 : Module et phase de S_{21} du *HSRR* à un seul anneau.

Figure 4.13 : Fréquence de résonance en fonction de la longueur des arêtes.

Figure 4.14 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du *HSRR* à un deux anneaux.

Figure 4.15 : Résultats du *HSRR* à deux anneaux : (a) : Re et Im de la perméabilité effective. (b) : Re et Im de la permittivité effective.

Figure 4.16 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du *HSRR* à un trois anneaux.

Figure 4.17 : Résultats du *HSRR* à trois anneaux. (a) : Re et Im de la perméabilité effective. (b) : Re et Im de la permittivité effective.

Figure 4.18 : Géométrie de la structure *HSLR* modifiée avec ses dimensions.

Figure 4.19 : Module de S_{11} et S_{21} du *HSLR* modifié.

Figure 4.20 : Re et Im de la perméabilité effective.

Figure 4.21 : Re et Im de la permittivité effective.

Annexes

Figure B.1 : L'interface *HFSS*.

Figure B.2 : Le processus *HFSS*.

Figure C.1 : Différents simulateurs dans *CST Studio suite*.

Figure C.2 : Modèles utilisés dans *CST MWS*.

Figure C.3 : Fenêtre de Quick Start Guide.

Liste des Symboles et Abréviations

Listes des Symboles et Abréviations

c : célérité de la lumière dans le vide. $c = 3 \times 10^8 m/s$

$\lambda_0 = c/\nu$: longueur d'onde dans le vide

ε_0 : permittivité du vide. $\varepsilon_0 \approx 8.85.10^{-12} F.m^{-1}$

μ_0 : perméabilité du vide. $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} Hm^{-1}$

ε : permittivité

μ : perméabilité

ε_r : permittivité relative

μ_r : perméabilité relative

EM : Equations de Maxwell

\vec{E} : champ électrique

\vec{H} : champ magnétique

\vec{D} : le vecteur déplacement électrique

\vec{B} : le vecteur d'induction magnétique

BC-SRR : Brodside Coupled Split Ring Resonator

CST MWS : CST Microwave Studio

DHSRR : Double Side Hexagonal Split Ring Resonator

f.e.m : force électromotrice

HFSS : High Frequency Structure Simulator

HSLR : Hexagonal Single Loop Resonator

HSRR : Hexagonal Split Ring Resonator

LHM : Left Handed Material

MMT : Métamatériaux

MMD : Matériau Main Droite

MMG : Matériaux Main Gauche

NRW : Nicolson-Ross-Weir

PEC : Conducteur électrique parfait (Perfect Electric Conductor)

PMC : Conducteur magnétique parfait (Perfect Magnetic Conductor)

QS : quasi-statique

RAF : Résonateur en anneau Fendu

RAFH : Résonateur en anneau Fendu Hexagonal

RHM : Right Handed Material

SRR : Split Ring Resonator

TW : Thin Wire

Introduction Générale.

Introduction Générale

Le développement d'applications plus performantes dans les technologies de l'information et des télécommunications s'appuie en grande partie sur notre capacité à comprendre et à contrôler la réponse électromagnétique des matériaux qui constituent les dispositifs. Dans ce contexte, la dernière décennie a été marquée par l'émergence d'une nouvelle classe de matériaux ; *les métamatériaux électromagnétiques*, qui permettent d'élargir considérablement notre maîtrise des phénomènes électromagnétiques dans la matière et qui apparaissent comme des candidats prometteurs pour des applications technologiques, notamment dans les hyperfréquences et les fréquences optiques [1] [2] [3]. Que sont les métamatériaux ? Du point de vue sémantique, le préfixe "méta" signifie "au-delà de" en grec.

Le terme métamatériaux (MMT) désigne dans son ensemble des matériaux composites artificiels qui présentent des propriétés électromagnétiques qu'on ne retrouve pas dans les matériaux naturels. Il s'agit en général de structures périodiques, diélectriques ou métalliques, qui se comportent comme des matériaux homogènes n'existant pas à l'état naturel. Il existe plusieurs types de métamatériaux en électromagnétisme, les plus connus étant ceux susceptibles de présenter à la fois une permittivité et une perméabilité négatives.

L'échelle de leur structuration est à la fois grande devant l'échelle atomique et petite devant la longueur d'onde (de l'ordre de dix fois). Dans la gamme des micro-ondes, une structure sera susceptible d'être un métamatériau si son échelle est comprise entre le nanomètre et le centimètre environ. Cette condition sur l'échelle fera que ces milieux pourront être décrits macroscopiquement par des paramètres effectifs.

L'avantage des métamatériaux sur les matériaux conventionnels est que par la conception de la cellule unitaire et de la périodicité de la matrice, il est possible de contrôler les paramètres effectifs du matériau selon les besoins d'applications.

L'hypothèse de l'existence des métamatériaux a été évoquée en 1968 par le physicien

russe Victor Veselago. Il a étudié théoriquement la propagation des ondes électromagnétiques dans des matériaux isotropes possédant une permittivité et une perméabilité simultanément négatives [4]. Il a pu conclure qu'un tel milieu possède des propriétés électromagnétiques renversées par rapport à celles des matériaux conventionnels, notamment un indice de réfraction négatif, une onde rétro propagée (onde dont les vitesses de phase v_φ et de l'énergie v_e sont de sens opposées), et même les vecteurs d'onde et de Poynting sont antiparallèles.

Or depuis le début du 20^{ème} siècle, de nombreux physiciens se sont penchés sur la question des ondes à vitesse de phase négative [5] [6]. Horace Lamb en suggéra l'existence pour les ondes mécaniques en 1904, et Arthur Schuster pour les ondes électromagnétiques en 1905. Quarante ans plus tard (en 1945), Leonid Mandelshtam étudie les propriétés générales des milieux à indice de réfraction négatif [7] et plus de vingt ans plus tard, Victor Veselago publie une étude exhaustive sur les métamatériaux. En effet, pendant plus de 30 ans, peu d'attention a été portée aux prédictions de Veselago, notamment en raison de l'absence de matériaux isotropes connus présentant une permittivité et une perméabilité simultanément négatives.

L'intérêt pour le sujet s'est toutefois réémergé au cours des années 1990 et les travaux de *John Pendry* sur les propriétés électromagnétiques des matériaux artificiels. John Pendry et son équipe ont étudié deux structures artificielles permettant d'obtenir séparément des réponses électrique et magnétique négatives dans les hyperfréquences. D'une part, ils ont montré qu'un réseau de fils métalliques minces parallèles ("Thin wire") soumis à un champ électrique axial se comporte comme un plasma artificiel dilué avec une permittivité effective négative sous la fréquence plasma du réseau [8]. D'autre part, ils ont montré qu'une inclusion métallique constituée de deux anneaux fendus concentriques appelée split-ring resonator (SRR) et soumise à un champ magnétique dynamique normal au plan des anneaux engendre un moment magnétique dipolaire effectif, caractérisé par une dispersion en fréquence équivalente à celle d'un circuit résonant de type *LC* [9]. Il en résulte que la réponse collective d'un ensemble de tels anneaux peut être interprétée

comme une perméabilité effective de forme lorentzienne, dont la partie réelle peut devenir négative entre les fréquences de résonance et d'antirésonance du réseau.

La synthèse fut faite en 2000 par David Smith [10], qui montra expérimentalement qu'un matériau formé par l'assemblage des deux matériaux proposés par John Pendry présentait bien les propriétés décrites par Veselago. Dans une seconde publication, il confirma l'existence d'un indice de réfraction négatif grâce à un montage en forme de prisme, et l'angle de réfraction d'une onde électromagnétique le traversant a été mesuré [11]. Comme prévu par la théorie, un angle négatif fut mesuré. De ces travaux originaux est né au début des années 2000 le domaine des métamatériaux, terme désignant au sens large des matériaux artificiels inspirés des travaux de Veselago.

Par la suite, et en grande partie grâce à ses travaux, le domaine ouvert par les métamatériaux s'est développé jusqu'à s'élargir à des applications aussi diverses dans chaque partie du spectre électromagnétique. D'ailleurs, une importante recherche a été développée comme en témoigne le nombre de publications sur le domaine qui double tous les dix mois [12]. Cela prouve l'intérêt de la communauté pour ce nouveau pan de la physique. Recemment, plusieurs équipes ont réussi à réaliser des MMG à des longueurs d'ondes visibles en utilisant des cellules de l'ordre de centaine de nanomètre [13].

Ainsi, l'essor considérable de ce domaine depuis 2000 est en grande partie dû à l'application novatrice telle que la superlentille de Pendry [14]. En même temps que l'apparition des premiers MMG, Pendry présenta le concept de superlentille en se basant sur les caractéristiques de propagation des ondes électromagnétiques dans ces milieux. Dans son article, il montra que la limite de résolution d'une lentille (de l'ordre de longueur d'onde) est due aux pertes des modes évanescents lors de la propagation, modes qui sont porteurs d'informations. Par contre, dans une lentille plane où l'indice de réfraction $n = -1$, les composantes évanescentes se trouvent amplifiées dans le MMG. Au niveau du point image, elles retrouvent le niveau qu'elles avaient au point source. Il est alors possible d'obtenir des images avec une résolution meilleure que la longueur d'onde. Ces résultats prometteurs permettront d'améliorer les systèmes optiques basés sur les lentilles comme

les télescopes en astronomies ou les lasers permettant de brûler les tumeurs en médecines.

Une autre application très étudiée concerne l'invisibilité. En effet, il a été montré qu'il été possible de réaliser une sorte de cap d'invisibilité à l'aide des matériaux main gauche. Le principe est d'utiliser ces matériaux pour contrôler la lumière autour de l'objet à cacher de telle sorte que l'onde lumineuse après l'objet soit comme elle aurait été sans la présence de ce dernier [15]. Le défi est de réussir à faire un système large bande et surtout à faibles pertes afin d'obtenir une invisibilité sans effet de flou.

Les métamatériaux sont alors devenus un domaine de recherche incontournable grâce à leurs propriétés singulières qui promettent de répondre aux besoins des applications micro-ondes et optiques modernes. Les idées applicatives telles que la super lentille où la cape d'invisibilité ont été partiellement réalisées expérimentalement. Mais cela reste aujourd'hui des prototypes de laboratoire fonctionnant sur de très petites bandes de fréquences et dans des conditions bien spécifiques. Les perspectives que cela ouvre pour le domaine des hyperfréquences, comme pour l'optique, sont fascinantes d'un point de vue de la physique et d'un grand intérêt pour certains domaines applicatifs, notamment, militaires. Toutefois, ces dispositifs restent encore très peu intégrables et à fortes pertes d'insertion. En revanche, de nombreux dispositifs ont été développés utilisant ces structures artificielles afin de miniaturiser et d'augmenter l'efficacité de dispositifs de propagation tels que les guides d'onde, les déphaseurs, et les antennes [16] [17] [18].

Cette thèse aborde la thématique des milieux main gauche d'un point de vue phénoménologique et non théorique. Nous nous sommes imposés comme limite d'étudier les milieux composites assimilés à un milieu continu et isotrope à indice de réfraction négatif, et non pas de trouver un modèle équivalent aux composites. On est alors amenés à une description du comportement des ondes électromagnétiques dans les milieux main gauche. Nous le ferons pour des géométries simplifiées et pour des milieux à comportement simple : les milieux linéaires, homogènes et isotropes.

Ainsi, cette thèse se compose de quatre chapitres ; le premier chapitre dresse un état de l'art des métamatériaux. Nous présentons en premier temps, leurs définition, ainsi que

leurs propriétés principales, notamment celles des milieux main gauche. Nous définissons par la suite, les différentes catégories des métamatériaux qui existent dans la littérature, ce qui va amener à la présentation de la problématique, la méthode adaptée à notre problème aussi que les méthodes numériques appliquées à ces milieux.

Le deuxième chapitre est consacré à l'analyse des propriétés électromagnétiques particulières des différents éléments constituant les matériaux main gauche à partir des calculs numériques en utilisant les logiciels de simulation électromagnétique *HFSS* et *CST MicrowaveStudio*. Ces composites seront analysées et leurs réponses en fréquence seront commentées. Pour valider les résultats obtenus nous les avons comparé pour différentes géométries des structures métamatériaux par les logiciels de conception sur-cités avec des résultats de la littérature. Les résultats obtenus indiquent que la simulation par les logiciels était satisfaisante pour l'ensemble des structures proposées.

Le troisième chapitre présente la structure du résonateur en anneau fendu de géométrie hexagonale simulée par *HFSS* et *CST MWS*. Pour valider les résultats obtenus, nous avons comparé la géométrie du *RAFH* par ces logiciels de conception avec des résultats de la littérature. Ensuite, nous nous sommes consacrés à la conception d'une nouvelle structure à perméabilité magnétique négative qui présente une faible fréquence de résonance conduisant à une réduction en termes de dimensions électriques.

Nous avons étudié dans le quatrième chapitre des structures multi-bandes à base de métamatériaux dans le domaine des fréquences microondes. La modification des formes géométriques de certaines structures existantes dans la littérature à permis leurs fonctionnement bi-bandes, tri-bandes, et quadri-bandes. Les résultats obtenus pour les différents types de résonateur sont alors présentés et discutés.

Après la conclusion générale, le lecteur trouvera des annexes où sont exposés certains éléments, avec plus de détails.

Chapitre I

Les Métamatériaux : Généralités et Etat de l'Art

Chapitre 1

Les Métamatériaux : Généralités et Etat de l'Art

1.1 Introduction

Entre l'échelle atomique et celle de la longueur d'onde, il existe une dimension intermédiaire à laquelle la matière peut être structurée, tout en restant équivalente à un milieu homogène pour la lumière. En physique, on appelle cette échelle l'échelle *mésoscopique* [2]. Les propriétés de ces matériaux ainsi artificiellement structurés peuvent être modélisés pour simuler des milieux dont les valeurs de la permittivité et de la perméabilité n'existent pas dans la nature. Ces matériaux ont notamment ouvert la voie pour la création de milieux à indice de réfraction négatif dit *métamatériaux*, qui offrent de nouvelles perspectives dans des domaines variés tels que l'optique, l'électronique, l'électromagnétisme, les antennes, etc.

Ce chapitre est consacré à une présentation générale des métamatériaux, et plus précisément les matériaux main gauche (*MMG*). Nous rappelons dans un premier temps les propriétés fondamentales de la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu main gauche, puis nous exposons les différentes approches qui existent dans la littérature pour la réalisation de ce type de matériau. Nous citerons ensuite les différentes

applications envisagées dans plusieurs domaines. Nous poserons enfin la problématique de notre travail.

1.2 Définition des métamatériaux et des matériaux main gauche

Les phénomènes d'ondes électromagnétiques ont un grand intérêt, et les scientifiques ont largement étudié l'interaction des ondes avec la matière. Cette dernière conduit à de nombreux effets tels que la transmission, la réflexion, la réfraction, et la diffraction.

La réponse du milieu à l'action d'une onde électromagnétique incidente est caractérisée par les paramètres macroscopiques tels que la permittivité diélectrique ε qui traduit la réaction du milieu face à une excitation électrique (champ \vec{E} de l'onde électromagnétique) et la perméabilité magnétique μ , qui décrit le comportement du matériau vis à vis d'une excitation magnétique (champ \vec{H} de l'onde électromagnétique) où la plupart des milieux présentent des valeurs positives de ε et μ . La réponse du milieu matériel pourrait être étendue à des valeurs qui ne sont pas facilement accessibles par la conception des structures artificielles, dites *métamatériaux*.

Les métamatériaux sont des structures périodiques artificielles, présentant des propriétés électromagnétiques que l'on ne rencontre pas dans la nature [1]. Ils sont typiquement constitués d'inclusions conductrices, de composition et de géométrie (taille, forme, orientation, séparation, arrangement, etc.) choisies et incorporées dans une matrice diélectriques (figure 1.1). Leur structuration sous longueur d'onde permet de les traiter comme des matériaux homogènes. Ainsi, leurs caractéristiques macroscopiques ne dépendent pas seulement de leur structure moléculaire mais aussi de leur géométrie de réalisation.

Cette définition, assez vague, est sujette à controverse. Surtout au sujet des termes non disponibles dans la nature et artificielle. En effet, la plupart des matériaux utilisés de nos jours sont artificiels et la plupart de leurs propriétés ne sont pas disponibles telles

quel dans la nature. L'article de A. Shivala [19] résume bien le problème de la définition du terme métamatériau. Nous ne rentrerons pas dans ce débat dans ce mémoire. Nous prendrons donc l'interprétation admise par la communauté scientifique.

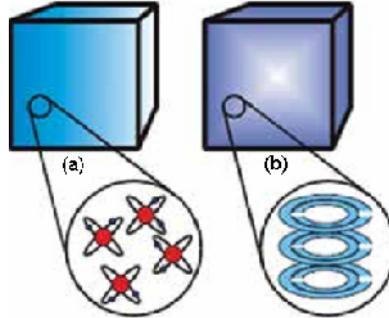


Figure 1.1 : Les éléments de base des :
(a) : matériaux, (b) : métamatériaux [20].

La plupart des métamatériaux sont caractérisés par une cellule unitaire contenant une inclusion métallique dont la taille de la cellule de base d constituant le matériau, doit être beaucoup plus petite que la longueur d'onde λ . A la fréquence de fonctionnement, le matériau est donc vu comme homogène par l'onde. Il est admis que la limite d'homogénéité est fixée à $d < \lambda/10$. Cette limite nous assure que les phénomènes de diffraction pourront être négligés.

Afin d'introduire les métamatériaux, il est nécessaire de faire une nouvelle classification des matériaux, basée sur les différentes valeurs des deux paramètres ε , et μ . Ainsi, on peut classer les milieux isotropes en fonction du signe de ces paramètres, qui donnent l'indice de réfraction n défini par :

$$n^2 = \varepsilon_r \mu_r, \quad (1.1)$$

ε_r , et μ_r représentent respectivement les permittivité et perméabilité relatives du matériau.

Nous pouvons voir, grâce à cette équation que l'indice d'un matériau peut prendre différents signes suivant le signe de ε et μ . Ainsi, les différentes possibilités du couple (ε, μ) sont $(+, +)$, $(+, -)$, $(-, +)$ et $(-, -)$, et sont illustrées sur la figure 1.2.

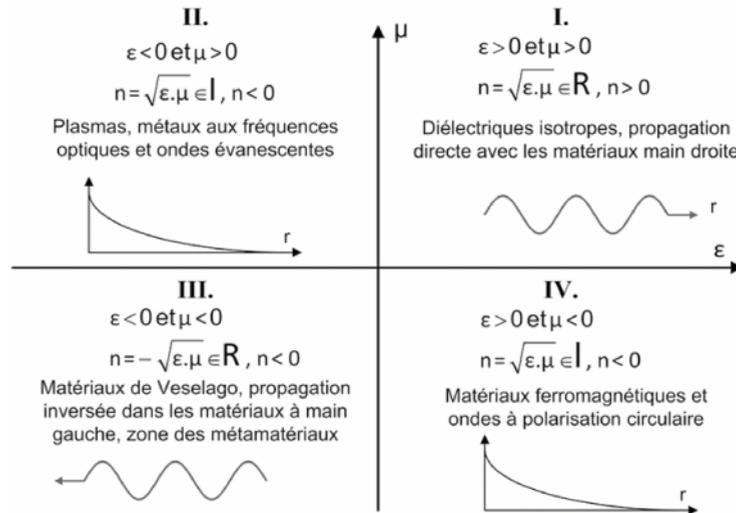


Figure 1.2 : Diagramme de ε et μ [1].

Les trois premières configurations sont connues ; en effet $(+, +)$ correspond aux milieux diélectriques classiques dits matériaux main droite (*MMD*) qui constituent 80% des milieux naturels ; $(+, -)$ correspond aux matériaux ferromagnétique sur certaines bandes de fréquences ; $(-, +)$ correspond aux plasmas ainsi qu'aux métaux à des fréquences optiques, et la dernière configuration $(-, -)$ appartient à la classe des métamatériaux dit *main gauche (MMG)*, qui sont inexistant dans la nature mais physiquement, ils sont réalisables. C'est ce type de MMT qui sera étudié par la suite.

Nous considérons donc qu'il est possible de mettre tout matériau avec un paramètre négatif dans la catégorie MMT tandis que seules les structures avec un indice négatif peuvent être nommé MMG.

Différentes dénominations ont été introduites pour caractériser les matériaux main gauche à savoir [21] :

* Matériaux main gauche proposé par Veselago [4]. Il souligne la propriété fondamentale des MMT qui est l'opposition entre la vitesse de phase et la vitesse de groupe.

* Matériaux doublement négatif (double negative materials). Les signes négatifs de la permittivité et de la perméabilité sont explicitement mentionnés. Ce terme ne peut donc être utilisé hors contexte.

* Matériaux à indice de réfraction négatif. Ce terme décrit très bien les matériaux 2D et 3D, mais, il ne peut être utilisé pour les matériaux unidimensionnel car la notion de l'angle de réfraction perd tout son sens.

* Matériaux à onde arrière (backward wave materials). Ce terme souligne une autre propriété mais ne donne pas de réelle information sur la définition d'un métamatériau car les ondes arrières peuvent être également visibles dans des structures classiques.

* Matériaux de veselago : cette appellation ne donne aucune propriété physique du matériau mais elle rend hommage au scientifique considéré comme le père des métamatériaux.

1.3 Caractéristiques générales des MMG

Dans la nature, on ne connaît pas des milieux dont la permittivité et la perméabilité sont simultanément négatives. Pourtant dans un tel milieu, l'indice de réfraction redevient réel et les ondes sont susceptibles de se propager. C'est V.Veselago qui a été le premier à envisager cette possibilité. Il a fait une étude exhaustive du MMG qu'il a défini comme un matériau homogène, isotrope ayant une permittivité et une perméabilité simultanément négatives. Les propriétés particulières de ces matériaux sont basées sur le fait que dans un milieu à indice de réfraction négatif, les vecteurs $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$ d'une onde plane électromagnétique forment un trièdre direct de la main gauche plutôt que de la main droite comme pour les matériaux conventionnels à indice de réfraction positif.

1.3.1 Analyse théorique

Afin d'étudier la propagation d'une onde électromagnétique dans un MMG, on doit prendre en compte les interactions entre le champ électromagnétique et le milieu. L'approche classique que nous considérons s'appuie sur les équations de Maxwell en présence du milieu matériel caractérisé par $\varepsilon < 0$ et $\mu < 0$. On adjoint alors aux équations des champs les relations constitutives du milieu qui rendent compte des différents mécanismes d'interactions.

Les équations de Maxwell (EM) régissant la propagation d'une onde plane monochromatique dans un milieu linéaire, homogène, isotrope, non dispersif, libre de sources, s'écrivent comme suit :

$$\vec{\text{rot}}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, \quad \vec{\text{rot}}\vec{H} = \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}. \quad (1.2)$$

Aux EM s'ajoutent les relations constitutives qui caractérisent les propriétés électromagnétiques du milieu par l'intermédiaire de la permittivité diélectrique ε et la perméabilité magnétique μ :

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E}, \quad (1.3)$$

$$\vec{B} = \mu\vec{H} = \mu_0\mu_r\vec{H}, \quad (1.4)$$

où ε_r est la permittivité complexe relative du milieu et μ_r sa perméabilité complexe relative. ε_0 et μ_0 sont la permittivité et la perméabilité du vide respectivement.

Lorsque nous cherchons des solutions à l'équation de propagation sous forme des ondes planes progressives monochromatiques, tous les champs sont proportionnels à $\exp j(\vec{k}\vec{r} - \omega t)$, les équations de Maxwell deviennent :

$$\vec{k} \wedge \vec{E} = \omega\mu\vec{H}, \quad (1.5)$$

$$\vec{k} \wedge \vec{H} = -\omega\varepsilon\vec{E}. \quad (1.6)$$

Le concept du milieu main gauche peut être défini à partir de ces deux expressions. Dans le cas où ε et μ sont tous les deux positifs ; les vecteurs $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$ forment un trièdre direct, alors que pour des valeurs de ε et μ simultanément négatives, le triplet de vecteur d'onde est indirect, comme illustré sur la figure 1.3. Cette propriété donne aux matériaux à indice de réfraction négatif la terminologie milieu main gauche (MMG).

D'autre part, le flux d'énergie transporté par l'onde est défini par le vecteur de poynting donné par $\vec{S} = \vec{E} \wedge \vec{H}$, qui forme toujours un trièdre direct avec les vecteurs \vec{E} et \vec{H} . Il n'est pas affecté par le changement de signe de la permittivité et de la perméabilité. Par conséquent, dans un milieu main droite, le vecteur d'onde \vec{k} et le vecteur de pointing

\vec{p} ont la même direction, l'onde se propage d'une manière progressive. En revanche, dans un milieu main gauche, le vecteur \vec{p} se retrouve opposé à la direction du vecteur d'onde \vec{k} , et l'onde se propage dans le sens inverse de la direction de propagation.

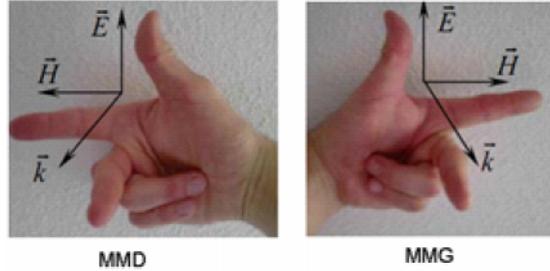


Figure 1.3 : Trièdre direct et indirect des vecteurs $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$.

1.3.2 Dispersion du milieu main gauche

Le milieu est supposé linéaire, c'est-à-dire qu'une onde harmonique écrite en représentation complexe $a(x, t) = a_0 \exp j(kx - \omega t)$ est une solution possible du problème de la propagation d'une onde dans le milieu étudié. La confrontation de la structure d'onde et des équations qui modélisent le milieu donne la relation de dispersion qui relie la pulsation de l'onde électromagnétique ω et son vecteur d'onde \vec{k} . Elle est définie par :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r \mu_r \quad (1.7)$$

Pour un matériau présentant des pertes, ε_r et μ_r sont complexes, donc k est aussi une grandeur complexe. Sa partie réelle décrit la propagation de l'onde alors que sa partie imaginaire décrit l'atténuation de cette dernière dans le milieu.

Ainsi, pour des valeurs de ε et μ situées dans le second et le quatrième quadrant de la figure 1.2, le vecteur d'onde \vec{k} est purement imaginaire, donnant lieu à des ondes évanescentes. Mais dans les deux autres quadrants \vec{k} prend des valeurs réelles et les ondes peuvent se propager avec des caractéristiques de propagation différentes [4]. Par ailleurs, pour une onde plane monochromatique, l'énergie électromagnétique de l'onde dans un milieu non dispersif et sans perte est donnée par [22] :

$$W = W_e + W_m = \frac{1}{2}\varepsilon E^2 + \frac{1}{2}\mu H^2. \quad (1.8)$$

Ceci est vrai s'il n'y a pas de dispersion en fréquence ni d'absorption dans le milieu. Si $\varepsilon < 0$ et $\mu < 0$, cela implique que la densité d'énergie doit être négative. Ceci contredit le principe de causalité (principe fondamentale de l'électromagnétisme) qui impose que $W > 0$. En effet deux principales contraintes liées au principe de causalité et de la loi de conservation de l'énergie d'une onde électromagnétique doivent être prises en compte pour les MMG ; Il s'agit de la dispersion fréquentielle et de l'absorption.

La permittivité et la perméabilité du matériau main gauche doivent dépendre de la fréquence du champ électromagnétique c'est à dire $\varepsilon = \varepsilon(\omega)$ et $\mu = \mu(\omega)$, comme le montre la relation de l'énergie totale W [4] :

$$W = \frac{1}{2} \frac{\partial(\varepsilon\omega)}{\partial\omega} E^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial(\mu\omega)}{\partial\omega} H^2. \quad (1.9)$$

La densité d'énergie est toujours positive [22], ceci impose que :

$$\frac{\partial(\varepsilon\omega)}{\partial\omega} = \varepsilon + \omega \frac{\partial(\varepsilon)}{\partial\omega} > 0, \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial(\mu\omega)}{\partial\omega} = \mu + \omega \frac{\partial(\mu)}{\partial\omega} > 0. \quad (1.11)$$

Ces inégalités ne signifient pas que ε et μ soient simultanément négatifs, mais elles traduisent le fait que ε et μ dépendent nécessairement de la fréquence, ce qui implique que le milieu main gauche soit dispersif. Et suite au principe de causalité, les parties réelles et imaginaires de la permittivité $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + j\varepsilon_2(\omega)$ sont liées par des relations dite de Kramers-Kronig. En effet, si la première est connue sur tout le spectre, la seconde peut aisément être déterminée par une simple transformation mathématique [23].

Notons que les parties réelles et imaginaires de la perméabilité obéissent aux mêmes relations, et puisque les parties imaginaires de la permittivité, la perméabilité et l'indice de réfraction coexistent toujours avec les parties réelles dans un milieu dispersif, le milieu main gauche doit être dissipatif.

1.3.3 Notion de vitesse de phase et vitesse de groupe

La vitesse de phase est la vitesse de propagation de la phase, $\varphi(x, t) = (kx - \omega t)$, d'une onde électromagnétique. Elle est notée v_φ et vaut naturellement $v_\varphi = \frac{\omega}{k}$. Suite à la même définition donnée pour le milieu main droite, la vitesse de phase dans un milieu main gauche est donnée par :

$$v_\varphi = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n}. \quad (1.12)$$

Si la vitesse de phase v_φ dépend de la pulsation ω de l'onde, il y a donc dispersion des vitesses de phases ce qui conduit à introduire la notion de vitesse de groupe v_g qui représente la vitesse de propagation de l'enveloppe du paquet d'ondes. Elle est généralement présentée comme la vitesse à laquelle l'énergie ou l'information est transportée par une onde. Elle est définie par l'expression suivante :

$$v_g = \frac{d\omega}{dk}. \quad (1.13)$$

En utilisant la relation de dispersion donnée par la relation (1.7), on obtient :

$$v_g = \frac{\frac{c}{n}}{1 + \frac{\omega}{n} \frac{dn}{d\omega}} = \frac{v_\varphi}{\alpha} \text{ où } \alpha = 1 + \frac{\omega}{n} \frac{dn}{d\omega}. \quad (1.14)$$

On voit que α a le même signe que n , cela implique que la vitesse de phase v_φ et la vitesse de groupe v_g d'une onde électromagnétique sont dans des directions opposées dans un MMG, et de même direction dans un MMD. (le détail sur le calcul de α est donné en annexe 1).

1.3.4 Réfraction négative

Comme nous venons de voir que $k < 0$, cela implique que l'indice de réfraction n du MMG est négatif. A partir de ce résultat, il est possible de généraliser la loi de Snell-Descartes en tenant compte de la possibilité d'une interface entre un MMD et un MMG :

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t, \quad (1.15)$$

avec n_i et n_t les indices de réfraction des matériaux supportant l'onde incidente et l'onde transmise respectivement et θ_i et θ_t les angles des ondes incidentes et transmises par rapport à la normale de l'interface entre les deux matériaux. Deux cas peuvent alors être distingués.

Si les deux matériaux possèdent un indice du même signe, alors la réfraction est dite positive car les deux angles, θ_i et θ_t , sont positifs (figure 1.4(a)). Si les deux matériaux sont de signes différents, alors la réfraction est dite négative car l'un des deux angles sera négatif, (figure 1.4(b)) [24].

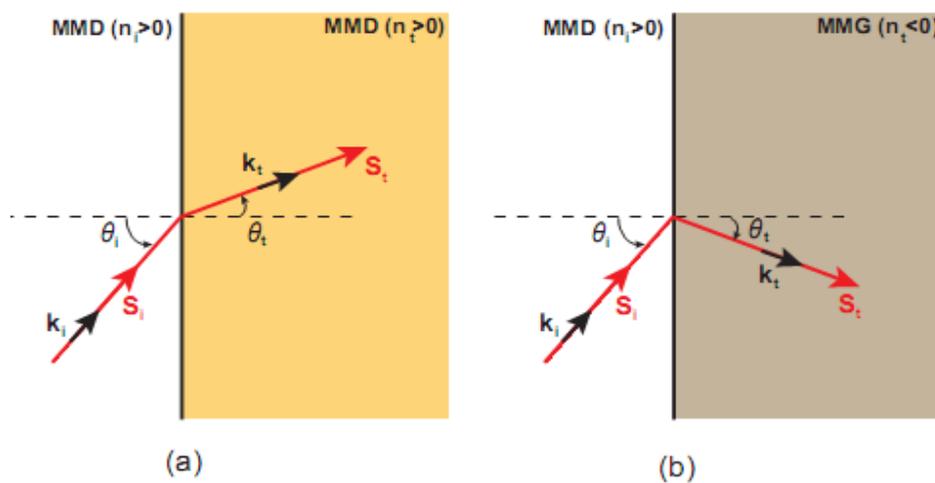


Figure 1.4 : Réfraction d'une onde électromagnétique à l'interface entre deux matériaux différents. (a) : MMD. (b) : MMG.

Cette propriété de l'équation 1.15 nous permet de définir le concept de lentille main gauche plate [14]. En effet, si l'on applique cette relation à un MMG entouré de deux MMD, alors nous pouvons voir l'apparition d'un double effet de focalisation, comme le montre la figure 1.5. Deux rayons symétriques par rapport à l'axe optique de la lentille seront réfractés négativement à la première interface. Un premier point de focalisation aura donc lieu à l'intérieur de la lentille à une distance f de l'interface. A la sortie du MMG, les deux rayons vont encore être réfractés négativement pour se focaliser une deuxième fois à la sortie de la lentille.

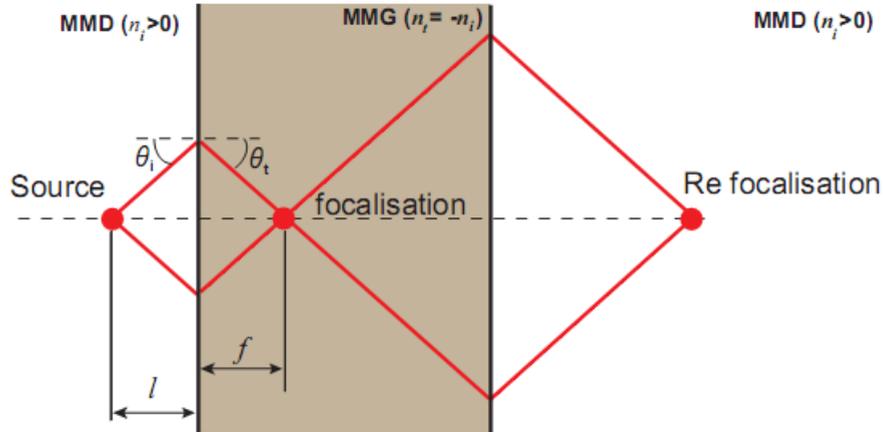


Figure 1.5 : Effet de double focalisation d'une lentille main gauche plane.

1.4 Signification physique des paramètres effectifs du MMG

1.4.1 Notion de paramètres effectifs

Pour décrire l'interaction de l'onde électromagnétique avec le matériau, on peut considérer à l'échelle macroscopique le milieu comme homogène. Cette homogénéité vient du fait que la longueur d'onde du rayonnement incident (de l'ordre du $10\mu m$ dans l'U.V., de $0,5\mu m$ dans le visible) est très supérieure à la taille caractéristique de l'atome (de l'ordre de $10^{-4}um$), on peut alors définir les paramètres électromagnétiques pour décrire la réponse électromagnétique. Une analogie pourrait être établie avec les métamatériaux où leurs éléments constitutifs sont beaucoup plus petits que la longueur d'onde (de l'ordre de dix fois). L'échelle très petite de structuration aura un comportement pouvant être modélisé par une approche moyennée appelée approche effective ou loi *homogénéisée* [25]. Ainsi les propriétés des métamatériaux peuvent être caractérisés par une permittivité et une perméabilité macroscopiques *effectives*. Ces fonctions de réponse vont dépendre à la fois des propriétés intrinsèques des inclusions, de leurs paramètres géométriques, et de

leurs interactions mutuelles. Par conséquent, des études expérimentales ont été réalisées dans ce contexte, et qui confirmait que la taille de cellule unitaire d satisfait l'hypothèse d'homogénéisation.

1.4.2 Impédance d'onde complexe

Le concept d'impédance, initialement appliqué aux circuits, peut être étendu aux ondes électromagnétiques. L'analogie entre l'impédance d'onde présentée par un milieu éclairé par une onde plane incidente et celle présentée par une ligne de transmission est expliquée par Stratton [26].

La notion d'impédance d'onde complexe est très liée à celle du flux d'énergie de l'onde au sein d'un milieu. Les valeurs de l'impédance d'onde sont restreints par des limitations fondamentales physiques liées à la passivité du milieu. Une de ces limitations est que dans l'absence d'activité du milieu considéré, la partie réelle de Z doit être positive. Nous proposons dans ce paragraphe de démontrer que cette limitation s'applique pour un milieu ayant un indice de réfraction de signe quelconque.

La passivité ou l'absence d'activité d'un milieu implique que pour une onde plane progressive, le flux moyen d'énergie électromagnétique doit être orienté vers l'intérieur du milieu dans lequel l'onde se propage [27].

L'impédance d'onde est le rapport de la composante du champ électrique et du champ magnétique dans le plan de propagation ; la partie réelle s'écrit [28] [29] :

$$\operatorname{Re} [z(\omega)] = \operatorname{Re} \left[\frac{\vec{E}(\omega)}{\vec{H}(\omega)} \right] = \frac{|\vec{E}(\omega)|}{|\vec{H}(\omega)|} \cos(\varphi_H - \varphi_E), \quad (1.16)$$

où $\vec{E}(\omega) = |\vec{E}(\omega)| \exp(-j\varphi_E)$, et $\vec{H}(\omega) = |\vec{H}(\omega)| \exp(-j\varphi_H)$.

Le signe de $\operatorname{Re}(z(\omega))$ dépend uniquement du signe du terme $\cos(\varphi_H - \varphi_E)$. Ainsi le flux moyen du vecteur de Poynting \vec{S}_{moy} est défini comme suit [30] :

$$\begin{aligned}
\vec{S}_{moy}(\vec{r}, \omega) &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\vec{E}(\vec{r}, \omega) \wedge \vec{H}^*(\vec{r}, \omega) \right] \\
&= \frac{1}{2} \left| \vec{E}(\vec{r}, \omega) \right| \left| \vec{H}(\vec{r}, \omega) \right| \cos(\varphi_H - \varphi_E) \vec{u}_S,
\end{aligned} \tag{1.17}$$

avec $\vec{E}(\vec{r}, \omega) = \left| \vec{E}(\vec{r}, \omega) \right| \exp(-j\varphi_E)$, $\vec{H}(\vec{r}, \omega) = \left| \vec{H}(\vec{r}, \omega) \right| \exp(-j\varphi_H)$, et \vec{u}_S est le vecteur unitaire de $\vec{S}_{moy}(\vec{r}, \omega)$.

La relation (1.17) est vérifiée pour un *MMD* et un *MMG*. En tenant compte de la passivité du milieu, le flux moyen de l'énergie électromagnétique est orienté vers l'intérieur du milieu, c'est à dire $\vec{S}_{moy}(\vec{r}, \omega) > 0$. Le terme $\cos(\varphi_H - \varphi_E)$ est donc toujours positif pour les *MMG* et *MMD*. Si l'on applique cette restriction à l'équation (1.16), nous obtenant la condition :

$$\operatorname{Re}[z(\omega)] > 0. \tag{1.18}$$

La partie réelle de l'impédance d'onde est positive quel que soit l'indice de réfraction du milieu. Cette condition nous permet de définir l'ensemble des solutions physiques lors du calcul des paramètres effectifs. Par ailleurs, *la partie imaginaire* de l'impédance d'onde nous apporte plus d'informations sur la propagation. Le signe de $\operatorname{Im}(z)$ permet de savoir quelle composante de l'onde électromagnétique (le champ \vec{E} ou \vec{H}) est annulée. Si on considère que $\operatorname{Im}(z) < 0$, le milieu est dit *inductif*. Il existe au sein de ce milieu un champ magnétique statique, le champ électrique \vec{E} a été annulée et l'onde électromagnétique ne peut pas se propager. si $\operatorname{Im}(z) > 0$, le milieu est capacitif.

1.5 Homogénéisation des métamatériaux

Le but principal de la théorie d'homogénéisation est de décrire d'une façon simple et macroscopique la complexité microscopique de la réponse du milieu à un rayonnement électromagnétique incident. En effet, l'idée est de remplacer un milieu composite par un milieu homogène équivalent ayant les mêmes réponses électromagnétiques [31]. La

combinaison de deux ou plusieurs matériaux par exemple, des inclusions métalliques noyées dans une matrice diélectrique donnent un composite ayant de nouvelles propriétés électromagnétiques liée à des caractéristiques physiques différentes notamment :

- * Les fortes hétérogénéités générées par le contraste diélectrique entre la permittivité du diélectrique et les particules métalliques.
- * Les courants induits dans les particules métalliques par l'onde électromagnétique incidente. Ces courants peuvent osciller de manière dépendante ou indépendante de l'onde excitatrice générant des résonances dynamiques ou statiques.

Les composites ou milieux hétérogènes peuvent diffuser le rayonnement électromagnétique de deux manières spécifiques. D'une part, quand les hétérogénéités sont de petite taille et séparées de distances très inférieures à la longueur d'onde, les champs diffusés par chaque particule interfèrent constructivement uniquement dans les directions spéculaires (directions de transmission et de réflexion). Un tel milieu peut être remplacé par un milieu homogène équivalent (figure 1.6 (a)). Dans le cas des *MMT* compte tenu des dimensions de leurs inclusions devant la longueur d'onde de travail, on peut faire l'hypothèse que ces composites sont homogénéisables. En effet, la périodicité de répartition des inclusions est inférieure à $\lambda/10$, et l'inclusion est elle même 10 fois plus petite que la période. D'autre part, le milieu hétérogène peut diffuser le rayonnement incident dans de multiples directions. Dans ce cas, il n'est pas homogénéisable (figure 1.6 (b)).

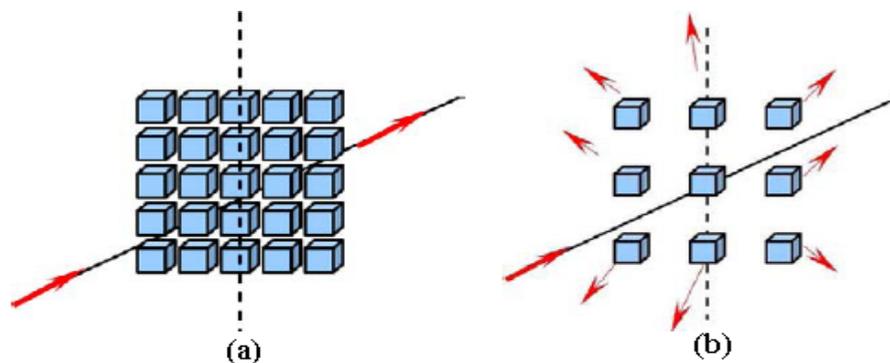


Figure 1.6 : Diffusion du rayonnement électromagnétique dans différentes directions :
 (a) : Composite homogénéisable. (b) : composite non-homogénéisable.

1.6 Synthèse des métamatériaux

La grande activité de recherche sur les métamatériaux a conduit à une importante innovation dans ces structures, d'ailleurs différentes classes ont été proposées dans la littérature, et réalisées dans différents domaines du spectre électromagnétique. Dans cette section, on présente ceux qui sont conçus dans le domaine des micro-ondes à base d'inclusions résonantes et non résonantes et de lignes de transmissions.

1.6.1 Les Matériaux main gauche (MMG)

Bien que ces matériaux ont été étudiés théoriquement par Veselago il ya quelques décennies, ce n'est que récemment qu'ils ont été réalisés, grâce aux travaux de Pendry qui a étudié deux structures artificielles permettant d'avoir séparément des réponses électrique et magnétique négatives, dans le domaine des microondes [8] [9]. La synthèse a donné un milieu doublement négatif [10]. Dans cette section, nous reprenons cette démarche en étudiant successivement les réseaux de fils métalliques permettant d'avoir une permittivité négative, et les résonateurs en anneaux fendus permettant d'avoir une perméabilité négative.

Permittivité négative (*Réseau de tiges minces*)

La conception de milieux à permittivité effective négative a été inspirée par la physique des plasmas. Dans le domaine optique, les plasmas ainsi que les métaux (or, argent) sont les milieux qui présentent une permittivité négative au dessous de la fréquence plasma. Ainsi, pour approcher les caractéristiques électriques des plasmas aux fréquences microondes, Pendry s'attache à abaisser la fréquence de résonance du plasma afin d'obtenir une permittivité négative artificielle. Dans ce cas, la fréquence de plasma se situe dans le domaine des GHz . Une telle structure peut donc être caractérisée par une permittivité effective qui dépend de la fréquence. Elle est négative pour les fréquences inférieures à la fréquence de plasma.

Le phénomène de permittivité artificielle n'est pas issu d'une résonance de l'inclusion,

mais des propriétés conductrices des métaux et d'une géométrie particulière éclairée par une onde incidente. Ils sont nommés composites à inclusions non résonantes.

Le modèle proposé par Pendry s'appuie sur une structure de réseau de tiges métalliques permettant de relier les grandeurs quantiques d'un plasma aux grandeurs géométriques du réseau de tiges. Son approche reposait alors sur une comparaison entre les deux structures, puis sur la définition d'une masse effective des électrons conducteurs présents dans les tiges métalliques.

La fréquence plasma est définie par le modèle de Drud pour les électrons libres, appliqués aux métaux. Ainsi, l'équation du mouvement de ces électrons libres est donnée par :

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + \gamma \frac{d\vec{r}}{dt} = -\frac{e}{m} \vec{E}. \quad (1.19)$$

Avec $\gamma = \frac{1}{\tau}$ est le paramètre de dissipation et τ est la durée caractéristique de l'amortissement du mouvement électronique sur sa trajectoire.

En régime sinusoïdal, le déplacement de l'électron \vec{r} , comme le champ électrique \vec{E} varie en $e^{-j\omega t}$, l'équation du mouvement, devient :

$$-\omega^2 \vec{r} + j\gamma\omega \vec{r} = -\frac{e}{m} \vec{E}. \quad (1.20)$$

La solution de cette équation présente le déplacement des électrons. Au déplacement est associé le moment dipolaire, et par conséquent une polarisation du milieu. La relation linéaire entre la polarisation et le champ électrique, à une pulsation ω permet de définir une susceptibilité électrique complexe du milieu. De cette dernière expression, nous déduisons la permittivité. Elle est définie comme suit :

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - j\gamma)}. \quad (1.21)$$

Cette permittivité complexe traduit le fait qu'il ya une propagation avec absorption par le milieu, cette absorption est liée à la présence du terme $j\gamma\omega$ dans l'expression précédente, c'est à dire à la présence d'un terme dissipatif dans l'équation du mouvement.

ω_p est la pulsation plasma, par analogie avec la pulsation collective naturelle d'un assemblé de particule chargées. Elle est défini par :

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{m_{eff}\epsilon_0}, \quad (1.22)$$

où e est la charge de l'électron, m sa masse effective, et N la concentration volumique.

Vu que la charge spécifique de l'électron est très grande ($\frac{e}{m} = -1.76 \times 10^{11} C Kg^{-1}$), la fréquence plasma des métaux se situe généralement dans le spectre visible et ultra-violet proche, de l'ordre de quelques PHz ($10^{15} Hz$). A plus basses fréquences (de l'ordre du GHz), la dissipation est plus importante et elle rend impossible l'observation de ce phénomène. La motivation de J. B. Pendry est l'utilisation d'un réseau de tiges métalliques vu comme un plasma homogène plutôt que d'utiliser un métal (figure 1.7).

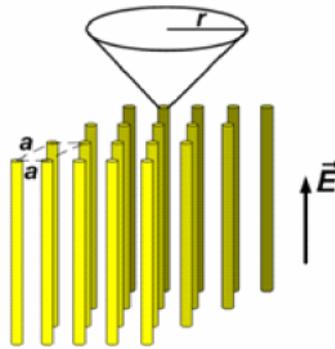


Figure 1.7 : Structure périodique de fils minces proposée par J. Pendry.

Ainsi, la densité effective d'électrons correspond à la densité d'électrons dans une cellule unitaire divisée par le volume de la cellule unitaire. Cela permet de réduire la concentration moyenne en charges électriques dans le milieu qui est défini comme l'aire occupée par la structure de fils $n_{eff} = n \frac{\pi r^2}{a^2}$, où n est la concentration d'electrons dans le métal.

Par ailleurs, en orientant le champ électrique incident selon l'axe des tiges, un courant est créé dans le fil, qui engendre des champs magnétiques circulaires autour de la tige. Cet effet magnétique donne aux électrons libres une masse effective plus importante,

conduisant ainsi en une baisse de la fréquence plasma à des fréquences micro-ondes. J. Pendry a démontré qu'elle pouvait s'écrire de la manière suivante [8] :

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 \ln\left(\frac{a}{r}\right)}, \quad (1.23)$$

où a est la période du réseau, r le rayon des fils métalliques et c_0 la vitesse de la lumière dans le vide. On remarque que la fréquence plasma ne dépend que des grandeurs macroscopiques du réseau. En modifiant les paramètres géométriques, on peut contrôler la fréquence plasma, et par conséquent, la valeur de la permittivité diélectrique du milieu.

Perméabilité négative (*Le résonateur en anneau fendu*)

En raison de l'absence des charges magnétiques dans la matière analogues aux charges électriques, il est difficile d'obtenir des matériaux présentant à la fois une permittivité, et une perméabilité négative. D'ailleurs, la structure de réseaux de fils présentée précédemment ne donne aucune réponse au champ magnétique.

La possibilité de créer des milieux non-magnétiques avec une réponse magnétique est alors très intéressante. Cette possibilité est devenue une réalité grâce aux travaux de Pendry qui portent sur le magnétisme créé par une inclusion métallique appelée split ring resonator (SRR) ou résonateur en anneau fendu (RAF) (figure 1.8) [9].

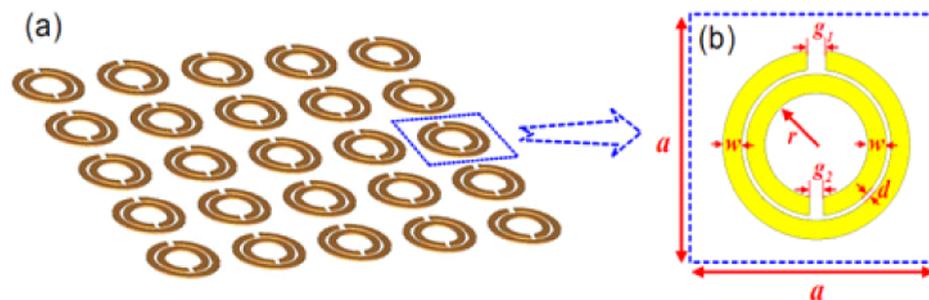


Figure 1.8 : (a) Réseau de RAF introduit par Pendry, (b) : Cellule unitaire du RAF.

Ce résonateur est composé de deux anneaux fendus concentriques imbriqués l'un dans l'autre, et disposés d'une façon opposée, dont, les dimensions caractéristiques sont petites

devant la longueur d'onde incidente, typiquement de l'ordre de $\lambda/10$.

Vu ses petites dimensions devant la longueur d'onde, l'onde électromagnétique est incapable de détecter la configuration interne du milieu, par contre elle donne les paramètres effectifs de l'ensemble du milieu.

Cet élément crée en plus de sa résonance, une perméabilité effective négative dans une bande étroite de fréquence autour de sa résonance. Un autre avantage de ce résonateur est son faible encombrement, ce qui rend possible son intégration aux systèmes de télécommunications.

Lorsque, ce résonateur est soumis à un champ magnétique dirigé suivant l'axe des anneaux, un courant est induit dans le conducteur qui, à son tour, conduit à une accumulation de charge à travers les fentes, et par conséquent un moment dipolaire magnétique effectif est induit. L'ouverture est pratiquée sur les anneaux pour éviter d'avoir des courants circulant entièrement autour de l'anneau, de manière à créer un effet capacitif. Il en résulte que la réponse collective d'un ensemble d'anneaux peut être caractérisée par une perméabilité effective de forme lorentzienne, dont la partie réelle est négative entre les fréquences de résonances, et antirésonance du réseau. Elle est donnée par la relation suivante [9] :

$$\mu_{eff} = 1 - \frac{F\omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2 - j\gamma\omega}, \quad (1.24)$$

où $F = \frac{\pi r^2}{a^2}$ est une constante, $\gamma = \frac{2a\sigma}{r\mu_0}$ est le coefficient d'amortissement, $\omega_0 = \frac{3ac_0^2}{\pi \ln \frac{2\omega}{d} r^3}$ est la fréquence de résonance du milieu. Ainsi, comme dans le cas de la réponse plasmonique d'un réseau de fils métalliques, la perméabilité effective du réseau de RAF est obtenue en fonction de la géométrie et l'environnement des inclusions métalliques, plutôt que par leurs propriétés microscopiques, lesquelles n'affectent que la composante dissipative de la réponse.

Remarque 1.1 *La possibilité de produire un moment magnétique effectif à partir des éléments inductifs et capacitifs d'anneaux conducteurs fendus était déjà connue dans les années 1950 [32]. L'idée novatrice proposée par Pendry était l'utilisation d'une inclu-*

sion composée de deux anneaux plutôt qu'un seul anneau. Cela permet d'augmenter le couplage capacitif au sein de la structure, et par conséquent, une baisse de fréquence de résonance des anneaux. Ainsi, le réseau constitué de tels résonateurs peut être assimilé à un matériau homogène décrit par une perméabilité effective négative.

Verification expérimentale de l'indice négatif

Pour obtenir un milieu présentant à la fois une permittivité, et une perméabilité négative, une structure composite alternant les RAF et les fils conducteurs à été proposée [10] [24]. Ce milieu présentait alors un indice de réfraction négatif au voisinage de la fréquence de résonance des RAF. La démonstration expérimentale d'un tel matériau a été réalisée pour la première fois par Smith. Des mesures en transmission ont été effectuées sur le réseau de fils métalliques, le RAF, puis sur la structure périodique formée par l'association des deux réseaux. Leurs mesures ont montré l'existence d'une bande de fréquence où la permittivité et la perméabilité sont simultanément négative [11].

1.6.2 Métamatériau à base de lignes de transmissions

Les MMG présentés précédemment font parti de la catégorie MMG résonnant. Cette catégorie repose sur la résonance des composants constituant la cellule de base du matériau. Par ailleurs, un nouveau type de MMG, non résonnant, a été proposé par C. Caloz, T. Ito et Eleftheriades [33]. Cette structure trouve son origine dans l'analogie qui existe entre la propagation des ondes transverses électromagnétiques dans les lignes de transmission et la propagation d'une onde plane dans un matériau homogène et isotrope de permittivité ε et de perméabilité μ .

La structure proposée est constituée d'une ligne de transmission périodiquement chargée par des éléments localisés (inductances et capacités). Les paramètres linéiques L et C d'une ligne de transmission conventionnelle, illustrée sur la figure 1.9, peuvent être reliés à la permittivité et la perméabilité de la façon suivante [33] :

$$\varepsilon = C, \quad \mu = L \tag{1.25}$$

Donc, afin de faire la synthèse d'un milieu à indice de réfraction négatif, l'inductance en série et la capacité en parallèle doivent être négatives. Ce changement de signe nous conduit à la ligne de transmission duale. Pour la ligne de transmission duale de longueur Δx , la constante de propagation β est donnée par :

$$\beta = -\frac{1}{\omega\sqrt{LC}\Delta x} \quad (1.26)$$

La vitesse de phase v_φ et la vitesse de groupe v_g sont antiparallèles, comme le montrent les relations (1.27) et (1.28).

$$v_\varphi = \frac{\omega}{\beta} = -\omega^2\sqrt{LC}\Delta x < 0. \quad (1.27)$$

$$v_g = \frac{\partial\omega}{\partial\beta} = \omega^2\sqrt{LC}\Delta x > 0. \quad (1.28)$$

Un indice de réfraction n peut ainsi être défini pour cette structure :

$$n = \frac{c}{v_\varphi} = \frac{-1}{\omega^2\sqrt{LC}\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\Delta x}. \quad (1.29)$$

Afin de mettre en évidence les propriétés de la ligne duale, des structures ont été réalisées pour démontrer la réfraction négative due à une interface ligne duale/ligne classique.

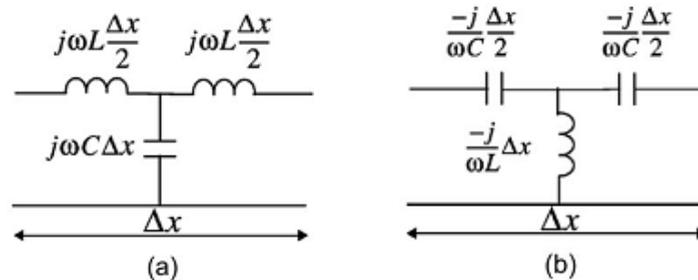


Figure 1.9 : Représentation d'une ligne de transmission :

(a) : Ligne conventionnelle. (b) : Ligne duale.

1.7 Champ d'applications des MMG

Les principaux domaines où l'on attend de nouveaux produits pouvant intégrer des composants à base des MMG sont : les technologies de l'information et de la communication, le spatial, et les nanotechnologies [34].

1.7.1 Technologies de l'information et de la communication

Grâce à la possibilité de mieux contrôler et mieux maîtriser la propagation des ondes EM dans les matériaux de dimensions réduites, les MMG sont envisagés dans les composants passifs (substrats) et actifs comme de réels candidats pour les applications microondes.

Les avantages escomptés de l'emploi des MMG sont :

- * **La miniaturisation des composants** : composants physiquement petits mais électriquement grands comme par exemple les antennes de taille réduite ayant des performances meilleures que les antennes conventionnelles, ce qui conduit à des réductions d'au moins d'un facteur 5 [16] [35].

- * **Une opération multi-bande** ; composants multi-bandes dont les fréquences de fonctionnement peuvent être façonnées pour les applications spécifiques et ne sont pas limités aux seuls fréquences harmoniques.

- * **L'industrie automobile japonaise** : elle est intéressée d'implanter des métamatériaux dans des antennes en bande W comme capteurs pour les systèmes de sécurité avantcrash ainsi que le contrôle adaptatif dans les automobiles.

Les MMG sont, également, proposés comme composants et sous-systèmes dans des circuits microondes comme des filtres, et des modulateurs. Des filtres et des antennes accordables à MMG sont répertoriés comme une technologie clé, nécessaire pour améliorer les systèmes RF des stations de base. A ce moment, la plupart des MMG considérés sont composés d'inclusions métalliques qui présentent des comportements résonants. La présence du métal et le comportement résonant impliquent des mécanismes de pertes.

Ainsi les efforts à faire portent sur la réduction des pertes, l'amélioration des facteurs

de qualité en optimisant les résonateurs et l'élargissement de la bande de fonctionnement. La recherche de nouveaux matériaux à base MMG à distribution périodique de cellules élémentaires et à distribution aléatoire des ces mêmes cellules doit se prolonger pour arriver à des structures complexes à propriétés électromagnétiques contrôlées.

1.7.2 Spatial

Les systèmes de communication par satellite sont demandeurs de composants à taille réduite. Les MMG peuvent fournir des possibilités avec des systèmes d'antennes miniaturisées avec des fonctionnalités augmentées et une réduction des coûts de fabrication.

1.7.3 Nanotechnologies

La réalisation de métamatériaux aux fréquences du visible sert dans une grande gamme d'applications de l'optique : systèmes d'imagerie à très haute résolution. Dans l'avenir, il s'agira de convertir les systèmes d'imagerie (la lecture) en systèmes d'écriture par utilisation de composants photoniques et électroniques à plus haute densité.

Avec le développement des sources large bande térahertz (THz) d'intensité modérée, les signaux térahertz deviennent accessibles pour de nombreuses applications : de la physique de la matière condensée au biomédical, en passant par les techniques de fabrication et autres. Cependant comme beaucoup de matériaux sont transparents aux signaux THz, les composants nécessaires pour utiliser les mégahertz n'existent pas ou ont des possibilités limitées (lentilles, filtres, modulateurs, détecteurs). Les technologies micro photoniques et nanoélectroniques devraient pouvoir apporter des solutions. Plusieurs propriétés de métamatériaux répondent assez bien à ces exigences. Ils peuvent fonctionner jusqu'aux térahertz favorisant un couplage efficace entre les ondes térahertz et les structures à échelle réduite (très inférieure aux longueurs d'onde : nano à microstructures). Par ailleurs les métamatériaux peuvent être définis comme des méta-surfaces dont la géométrie contrôle la propagation des ondes de surfaces.

1.8 Problématique et méthode d'extraction de paramètres effectifs

1.8.1 Position du problème

La connaissance précise des propriétés diélectriques et magnétique des métamatériaux est extrêmement importante, d'une part parce qu'elles font partie de l'ensemble de connaissances des propriétés spécifiques de la matière, d'autre part parce qu'elles doivent être maîtrisées dans la perspective d'application. Pour des applications dans le domaine des télécommunications, ces propriétés doivent être déterminées le plus précisément possible aux fréquences d'utilisation.

Notre problème consiste en l'étude des propriétés électromagnétiques du métamatériau constitué d'un ensemble de particules de géométrie spécifiques dans le domaine des fréquences micro-ondes. L'interaction d'une onde électromagnétique avec ses particules peut être décrite macroscopiquement à l'aide d'un indice de réfraction négatif dit effectif. La notion de paramètres effectifs peut être introduite compte tenu des faibles dimensions des particules devant la longueur d'onde dans le milieu.

Les paramètres effectifs qui seront étudiés dans ce travail sont ; l'indice de réfraction, l'impédance d'onde, la permittivité complexe, et la perméabilité complexe en fonction de la fréquence de l'onde électromagnétique. L'étude de ces propriétés se fait grâce à des simulations en espace libre.

La caractérisation électromagnétique des métamatériaux nécessite l'utilisation d'une méthode permettant l'extraction des paramètres effectifs du milieu. Dans ce contexte, une théorie d'homogénéisation sera appliquée. Le but de cette théorie est d'une part de justifier que le comportement de telles structures est assimilable à celui d'un milieu homogène, et d'autre part, d'identifier les lois de comportement de ce milieu qui sera nommé milieu effectif ou homogénéisé. Nous distinguerons deux approches qui permettent la définition du milieu effectif, la première est dite locale, tandis que la seconde est nommée globale.

Approche locale Cette approche permet la définition des paramètres effectifs à partir des paramètres microscopiques tels que le champ statique où la polarisabilité. A partir de ces données, les grandeurs macroscopiques seront alors calculées.

Approche globale Celle ci permet la définition de ces paramètres à partir des données représentant les réponses globales du milieu telles que les coefficients de réflexion et de transmission. Ces derniers sont des grandeurs observables qui peuvent être mesurées ou calculées. C'est la deuxième approche qui va être utilisée dans ce manuscrit. L'avantage de cette approche sur la première est qu'elle est moins lourde à implémenter si l'on dispose d'un logiciel commercial pour le calcul numérique rigoureux des coefficients de réflexion et transmission complexes.

1.8.2 Extraction des paramètres effectifs

La procédure classique pour effectuer l'extraction des paramètres effectifs est connue sous le nom de méthode de Nicolson-Ross-Weir (*NRW*) qui est largement utilisée dans la caractérisation des matériaux [36] [37]. Cette méthode est basée sur l'inversion des formules de Fresnel des coefficients de réflexion et transmission d'un matériau d'épaisseur d . Elle a été appliquée initialement pour les métamatériaux isotropes en incidence normale [38] [39], elle s'est élargie ensuite pour les métamatériaux bianisotropiques, et en incidence oblique [40].

Dans un premier temps, l'impédance d'onde et l'indice de réfraction sont calculés, la permittivité et la perméabilité effectives sont ensuite déduites.

Théorie de la méthode

La méthode d'inversion est basée sur l'idée de modéliser le métamatériau illuminé par une onde plane incidente par un matériau homogène isotrope d'épaisseur d (figure 1.10). Elle consiste à calculer la permittivité effective et la perméabilité effective à partir des coefficients de réflexion et de transmission. Ces deux coefficients sont obtenus à partir des simulations numériques.

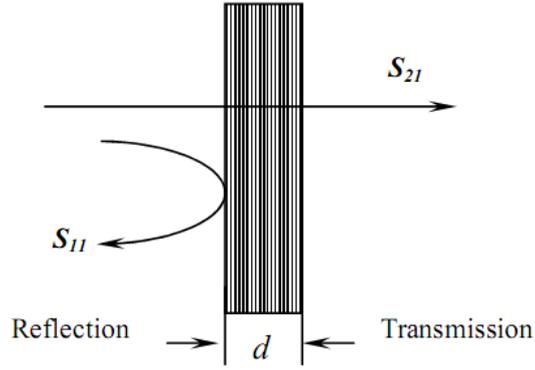


Figure 1.10 : Coefficients de réflexion et de transmission à travers un matériau homogène.

Les coefficients de transmission et de réflexion des ondes électromagnétique à travers un matériau homogène d'épaisseur d sont donnés en termes d'indice de réfraction n et d'impédance z du matériau par les relations suivantes [38] :

$$t'^{-1} = \left[\cos(nkd) - \frac{i}{2} \left(z + \frac{1}{z} \right) \sin(nkd) \right], \quad (1.30)$$

$$\frac{r}{t'} = -\frac{1}{2}i \left(z - \frac{1}{z} \right) \sin(nkd). \quad (1.31)$$

avec $t' = t \exp(jkd)$ est le coefficient de transmission normalisé. d est l'épaisseur du matériau, k représente le vecteur d'onde dans le vide de l'onde plane incidente.

À une fréquence donnée, n'importe quel matériau présente généralement un indice de réfraction n , que le matériau soit continu ou non. Tandis qu'il n'est généralement pas possible d'attribuer une impédance z à un matériau non-continu, sauf dans le cas où la longueur d'onde dans le matériau est largement supérieure aux différentes dimensions des éléments constituant le milieu. Dans notre cas, cette condition de grande longueur d'onde est respectée car nous travaillons avec des dimensions géométriques très faibles devant la longueur d'onde.

Les équations (1.30) et (1.31) sont inversées, et les relations de z et n sont données par :

$$Z = \pm \sqrt{\frac{(1+r)^2 - t'^2}{(1-r)^2 - t'^2}}, \quad (1.32)$$

$$\cos(nkd) = \left[\frac{1}{2t'}(1 - (r^2 - t'^2)) \right]. \quad (1.33)$$

Le choix du signe devant la racine carré de z est donné par la condition de passivité du milieu qui exige que la partie réelle de l'impédance soit positive $\text{Re}(z) > 0$.

Vue que l'indice de réfraction n est complexe, ses parties réelle et imaginaire sont donnés par :

$$\text{Im}(n) = \pm \text{Im} \frac{1}{kd} \left[\cos^{-1} \left(\frac{1}{2t'} [1 - (r^2 - t'^2)] \right) \right], \quad (1.34)$$

$$\text{Re}(n) = \pm \text{Re} \frac{1}{kd} \left[\cos^{-1} \left(\frac{1}{2t'} [1 - (r^2 - t'^2)] \right) \right] + \frac{2\pi m}{kd}, \quad (1.35)$$

où m un entier.

L'ambiguïté sur le signe de l'équation (1.34) peut être levée en considérant que $\text{Im}(n) > 0$, pour que l'amplitude de l'onde décroît à l'intérieur de la structure. En revanche, Le choix de l'entier m est plus subtil et peut mener à des ambiguïtés dues au choix de la branche à retenir de la fonction \arccos prise dans le plan complexe. Ces ambiguïtés conduiront à l'attribution d'un indice négatif quel que soit le matériau. Quand l'épaisseur du matériau d est grande, ces branches peuvent se trouver arbitrairement l'une près de l'autre, ce qui rend le choix de la branche correcte difficile dans le cas des matériaux dispersifs. Pour cette raison des meilleurs résultats sont obtenus pour un matériau qui possède une petite épaisseur comme généralement connu pour l'analyse des matériaux continus [38]. La permittivité ε et la perméabilité μ peuvent être exprimées à partir des relations suivantes :

$$\varepsilon = n/z \quad (1.36)$$

$$\mu = nz. \quad (1.37)$$

Ces deux relations permettent de donner une interprétation directe du matériau. Les paramètres n et z , et donc, ε et μ sont des fonctions complexes dispersives qui dépendent de la fréquence et doivent satisfaire certaines conditions basées sur la causalité.

1.8.3 Outils de simulations et méthodes numériques appliqués aux MMG

L'avènement de l'informatique a contribué au développement de méthodes numériques visant à prédire le comportement des métamatériaux en résolvant les équations de Maxwell. Dans la phase de conception, l'utilisation de simulateur électromagnétique se révèle primordiale pour la réduction des coûts liés aux mesures. Ainsi nous avons utilisé deux logiciels commerciaux pour la conception et la simulation des différentes structures métamatériaux ; celui d'éléments finis de la société Ansys *HFSS* (high frequency structure simulator) [41], et le CST microwave studio (*CST MWS*) [42] basé sur la méthode d'intégration finie. Notons que ces simulations numériques sont très largement utilisées dans la communauté des métamatériaux puisqu'elles font office d'expérience virtuelle en approximant numériquement la solution physique des équations de Maxwell. Nous présentons alors brièvement les avantages et les inconvénients des deux méthodes numériques mises en jeu.

La méthode des éléments finis (FEM)

C'est une méthode numérique fréquentielle, utilisée par le rédacteur *HFSS*, permettant de résoudre le problème électromagnétique fréquence par fréquence grâce à un processus matriciel implicite.

Il s'agit d'une technique qui est largement répandue dans de nombreux domaines de la physique, et plus particulièrement dans le domaine des métamatériaux. Elle résout numériquement les équations aux dérivées partielles avec des conditions aux limites. Cette résolution numérique approchée est obtenue en discrétisant la géométrie du problème en plusieurs sous-domaines dont l'ensemble est appelé maillage. Plus le maillage est fin, plus

l'approximation de la solution sera bonne. Mathématiquement, elle utilise une approche variationnelle qui consiste à rechercher une solution approchée de la solution exacte sous la forme d'un champ défini par morceaux sur des sous-domaines. Les cellules de maillage sont généralement des tétraèdres dans lesquels on suppose une variation linéaire des champs (figure 1.11).

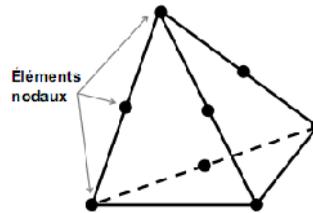


Figure 1.11 : Cellule de maillage de FEM.

Les champs sont déterminés à chaque nœud ou éléments nodaux par la résolution d'un système d'équations aux valeurs propres. De tels éléments géométriques ont la capacité de pouvoir s'adapter à n'importe quelle géométrie, notamment les structures courbes.

La méthode d'intégration finis (FIT)

Contrairement à la FEM, la méthode d'intégration finie (FIT) est une méthode temporelle qui est utilisée par *CST Microwave Studio*, où les résultats du calcul sont obtenus sur toute la bande de fréquence en une seule simulation. Elle a été introduite par Weiland en 1977. C'est une généralisation de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). La résolution des équations se fait dans une discrétisation cartésienne pouvant caractériser jusqu'à deux matériaux distincts dans la même maille, offrant un avantage considérable sur les méthodes FDTD, permettant de réduire le nombre de cellules global pour une précision équivalente. Cette approche est appelée technique *PBA* (perfect boundary approximation) et permet donc de restreindre les ressources machines à utiliser tout en limitant les temps de calcul.

La FIT est une méthode temporelle qui consiste en une discrétisation spatio-temporelle des équations de Maxwell dans une formulation intégrale. Le domaine de calcul est décomposé en cellules élémentaires cubiques. Son principe est illustré sur la figure 1.12 pour

la loi de Faraday.

On exprime dans le maillage primaire la circulation du champ électrique le long des arêtes du cube et le flux magnétique à travers la face délimitée par le contour équivalent. D'une manière analogue, le maillage secondaire fait intervenir la circulation du champ magnétique ainsi que le flux du vecteur de déplacement. On obtient ainsi une somme algébrique que l'on réécrit sous forme matricielle dans une base de vecteurs permettant de décrire de façon explicite la propagation du champ électromagnétique.

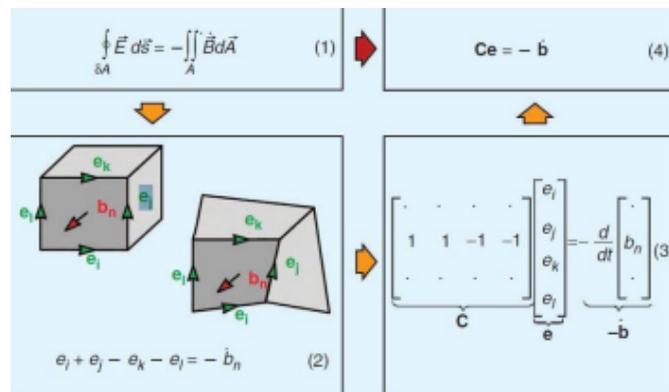


Figure 1.12 : Principe de la FIT.

1.9 Conclusion

Nous avons exposé dans ce chapitre des généralités, l'univers des métamatériaux, et plus particulièrement les matériaux main gauche. Les propriétés principales de ces milieux sont alors introduites, leurs réalisations à base des milieux composites sont discutées, et leurs applications importantes dans le domaine de l'optique et des microondes sont présentées. La procédure d'homogénéisation décrite à la fin du chapitre permet le calcul des paramètres effectifs des éléments qui constituent le MMG. Dans ce contexte, la réponse d'un tel milieu au champ électromagnétique appliqué peut être remplacée conceptuellement par celle d'un milieu homogène équivalent, décrit par une permittivité et une perméabilité effectives. Dans le chapitre suivant nous allons-nous intéresser à l'analyse des différentes structures constituant le MMG.

Chapitre II

Etude des Propriétés Electromagnétiques des MMG en Fréquences Micro-ondes

Chapitre 2

Etude des Propriétés

Electromagnétiques des MMG en

Fréquences Micro-ondes

2.1 Introduction

Les MMG présentant une permittivité et une perméabilité simultanément négative, sont principalement constitués dans le domaine des micro-ondes par des réseaux de fils continus, apportant une permittivité négative, et des réseaux de résonateurs à anneaux fendus, présentant une perméabilité négative, dont leurs dimensions sont beaucoup plus petites que la longueur d'onde. Cette condition permet de décrire le matériau en termes de paramètres effectifs.

L'objectif de ce chapitre est d'étudier et analyser les différentes structures qui constituent le MMG. Les logiciels de simulation électromagnétique tels que le *HFSS* et le *CST microwave studio* seront utilisés pour la conception et l'analyse de ces structures. Un programme en Matlab a été élaboré pour le calcul des paramètres effectifs z_{eff} , n_{eff} , μ_{eff} , et n_{eff} à partir de la procédure d'homogénéisation décrite dans le premier chapitre. Les expressions des paramètres effectifs utilisées dans ce travail sont données par les re-

lations $\varepsilon = \varepsilon_1 + j\varepsilon_2$, $\mu = \mu_1 + j\mu_2$, $z = z_1 + jz_2$, et $n = n_1 + jn_2$, avec une dépendance temporelle en $\exp(-j\omega t)$.

2.2 Etude du résonateur en anneau fendu (RAF), ou split ring résonator (SRR)

2.2.1 RAF circulaire

Principe de fonctionnement

La figure 2.1 montre une configuration typique du RAF circulaire introduit par Pendry qui constitue l'élément de base pour la fabrication des MMG. Ce résonateur est constitué de deux anneaux métalliques imbriqués l'un dans l'autre d'une façon opposée, dont le principe de fonctionnement repose sur le phénomène de résonance électromagnétique des inclusions qui créent la polarisation artificielle. Il s'agit de l'inductance de l'anneau, ainsi que la composante capacitive apportée par la capacitance entre les deux anneaux.

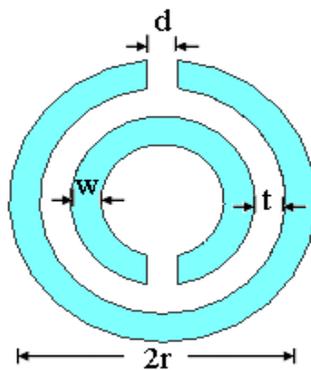


Figure 2.1 : RAF circulaire et son circuit équivalent.

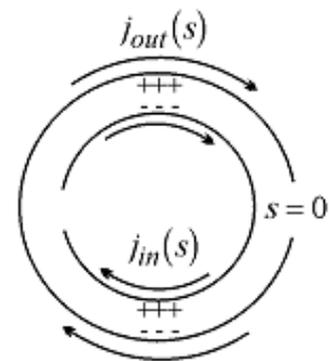


Figure 2.2 : Sens de circulation du courant.

Son comportement peut être modélisé par un circuit résonant du type LC avec une fréquence de résonance $\omega = 2\pi f = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, comme illustré sur la figure 2.1 [43], où L est l'inductance de l'anneau, et C est la capacité créée entre les anneaux. Il est à noter que

la méthode de calcul de l'inductance et de la capacité équivalente est présentée dans les références [44] [45].

Les paramètres de conception de ce résonateur sont le rayon de l'anneau (r), la largeur de la coupure (d), l'espacement entre les deux anneaux (t), et la largeur des anneaux métallique (w).

Le but principal dans la conception du *RAF* est d'avoir une réponse magnétique négative dans une bande étroite de fréquence [46] [47]. Pour ce faire, nous étudions la cellule unitaire présentée sur la figure 2.1, et qui est dimensionnée pour un fonctionnement en bande X (8.2, 12.4 *GHz*) [48]. Les deux anneaux métalliques en cuivre ont une épaisseur de 0.03 *mm*, et sont disposés sur une face d'un substrat diélectrique (*RO4003*), de chez *ROGERS* qui présente une permittivité relative de 3.55, des pertes tangentielles de l'ordre de 0,0027, et une épaisseur $p = 0.81$ *mm*. Les paramètres de conception proposés pour cette structure sont les suivants : $d = t = 0.3$ *mm*, $r = 1.31$ *mm*, $w = 0.25$ *mm*.

L'astuce de ce résonateur consiste à placer judicieusement les fentes des anneaux (figure 2.2). Le fait de les agencer de manière diamétralement opposée permet d'amplifier l'effet de cette capacitance. En effet, si le courant circule dans le même sens dans les deux anneaux (imposé par le sens du champ magnétique l'induisant), une accumulation de charges opposées se fait sur les faces en regard. Cette accumulation de charges est à l'origine de la composante capacitive au sein de la structure. Cette composante capacitive a comme avantage de permettre une résonance à des fréquences plus basses pour des dimensions identiques de la cellule unitaire.

La structure a été conçue en utilisant les deux logiciels de simulation électromagnétique *CST Microwave Studio* et *HFSS*. La cellule unitaire de la structure est répétée avec une périodicité P de 3.33 *mm* suivant les axes ox , oy et oz respectivement. Les simulations concernent le calcul des coefficients de réflexion S_{11} et de transmission S_{21} d'un réseau de *RAFs*. Ces deux paramètres seront utilisés par la suite pour le calcul des paramètres effectifs du milieu. Pour un gain de temps en calcul, une seule cellule élémentaire est conçue. Ainsi, des conditions aux limites de murs électrique et magnétique

seront appliquées selon l'axe y et z respectivement. La structure est polarisée de façon à ce que le champ magnétique est dirigé suivant l'axe des z , (le champ magnétique doit être prallèle à l'axe des anneaux pour assurer une activité magnétique). Le champ électrique est suivant l'axe des y , et la propagation de l'onde est suivant l'axe des x . Dans un premier temp, nous considérons le champ électrique orienté perpendiculairement aux fentes de l'anneaux (figure 2.3 (a)), ensuite, nous comparons ce cas à une autre structure dont le champ électrique sera parallèle aux fentes (figure.2.3 (b)).

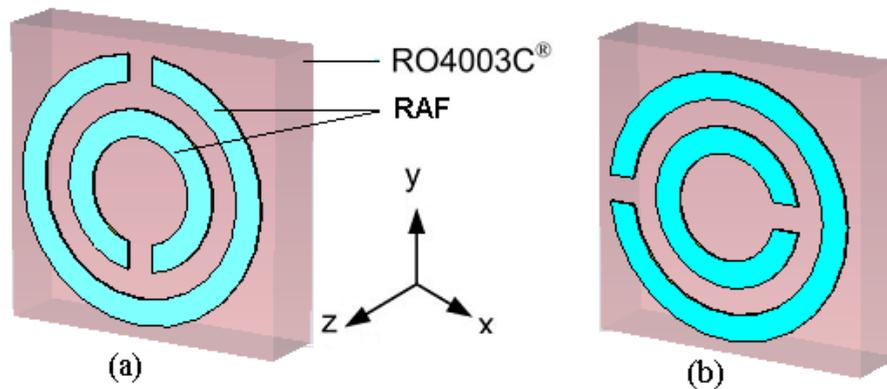


Figure 2.3 : RAF circulaire avec : (a) : $\vec{E} \perp$ aux fente. (b) : $\vec{E} //$ aux fente.

Sur la figure 2.4, on présente les coefficients de réflexion S_{11} et de transmission S_{21} de la cellule unitaire du RAF circulaire calculés numériquement avec *CST MWS* et *HFSS*. Les résultats obtenus par les deux logiciels sont en bon accord et montrent que le module du coefficient de transmission résonne à la fréquence $10,65 GHz$ avec une transmission de l'ordre $-30,16 dB$ et le coefficient de réflexion présente une résonance à $9,37 GHz$ ainsi qu'un saut de phase à cette même fréquence. Ce saut de phase est propre au milieu présentant une perméabilité négative dans leur bande étroite [10]. Nous notons que la résonance observée est due à l'anneau externe et la fréquence associée dépend de la capacité créée par, d'une part, l'espacement entre les deux anneaux et, d'autre part, la coupure dans les deux anneaux.

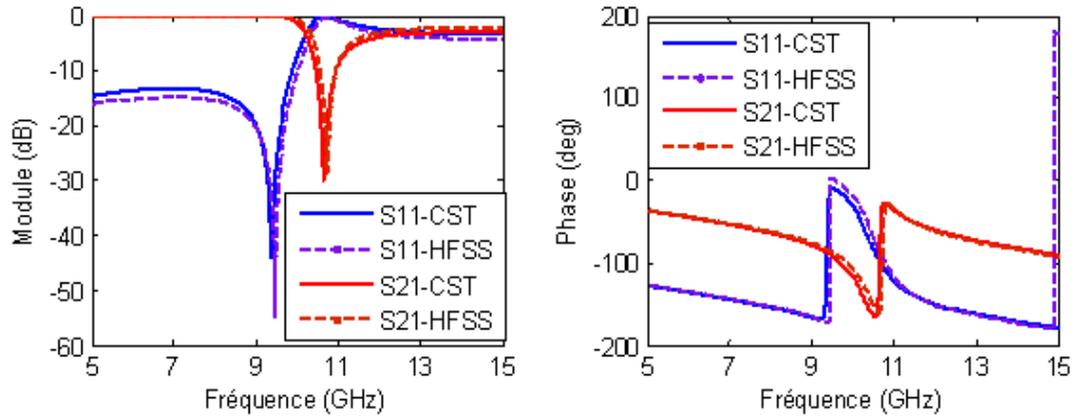


Figure 2.4 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du RAF circulaire ($\vec{E} \perp$ aux fentes).

Les paramètres effectifs calculés par la méthode d'inversion à partir des coefficients de réflexion et de transmission sont illustrés sur la figure 2.5.

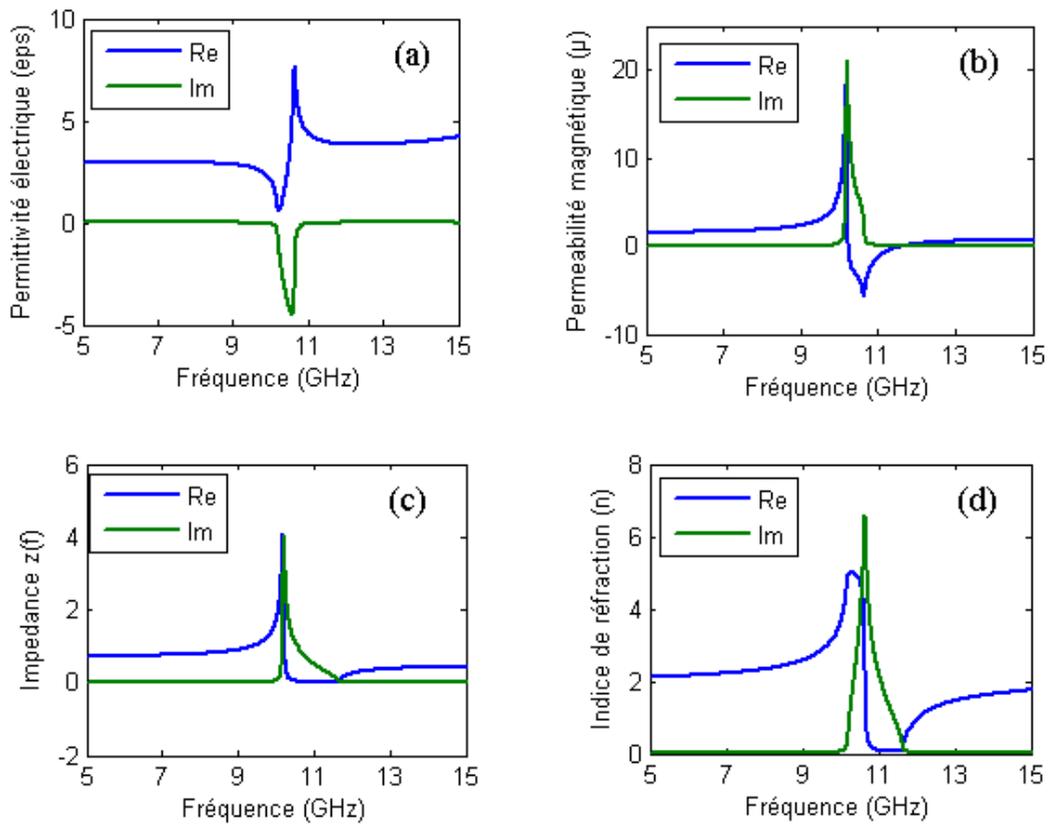


Figure 2.5 : Paramètres effectifs du RAF circulaire : ($\vec{E} \perp$ aux fentes).

La permittivité effective est positive et antirésonante en partie réelle (Par antirésonance, nous désignons une courbe ayant une allure inverse à celle d'une résonance de type de Lorentz), tandis que la partie imaginaire prend des valeurs négative pour $9,8 \text{ GHz} < f < 11,2 \text{ GHz}$ (figure 2.5 (a)). La variation de la perméabilité effective est illustrée sur la figure 2.5(b); sa partie réelle est résonante avec une allure lorentzienne, comme prévue par l'analyse de Pendry. Elle prend des valeurs négative dans une bande étroite de fréquence située entre 10.25 GHz , et 11.5 GHz . L'impédance d'onde Z (figure 2.5 (c)) possède une partie réelle positive; elle présente un saut et passe de 1 à 4 ce qui assure la nature passive du milieu. L'indice de réfraction admet un saut et un maximum de pour $f = 10.65 \text{ GHz}$ et une partie réelle nulle pour $10.8 \text{ GHz} < f < 11.65 \text{ GHz}$ (figure 2.5 (d)).

Nous considérons maintenant la même structure de la figure 2.1, mais avec un champ électrique \vec{E} orienté parallèlement aux fentes (figure 2.3 (b)). Dans ce cas, les coefficients de réflexion et de transmission calculés par *CST MWS* sont complètement différents de ceux obtenus dans le cas où le champ électrique \vec{E} est perpendiculaire aux fentes, comme montré sur la figure 2.6. Le module du coefficient de transmission S_{21} résonne à une fréquence de 10.83 GHz avec une transmission de l'ordre de -35.70 dB , alors qu'aucune résonance n'est observée pour le module du coefficient de réflexion S_{11} .

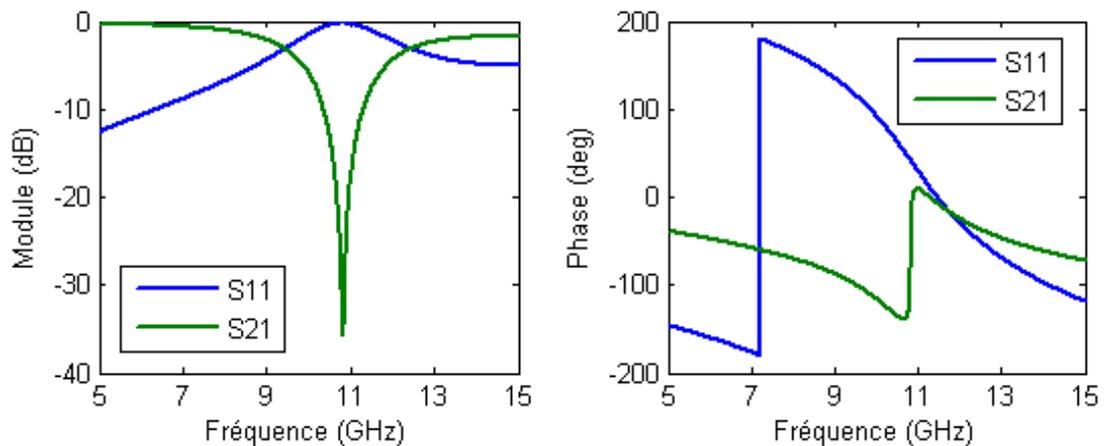


Figure 2.6 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du RAF circulaire : ($\vec{E} //$ aux fentes).

Les paramètres effectifs sont présentés sur la figure 2.7.

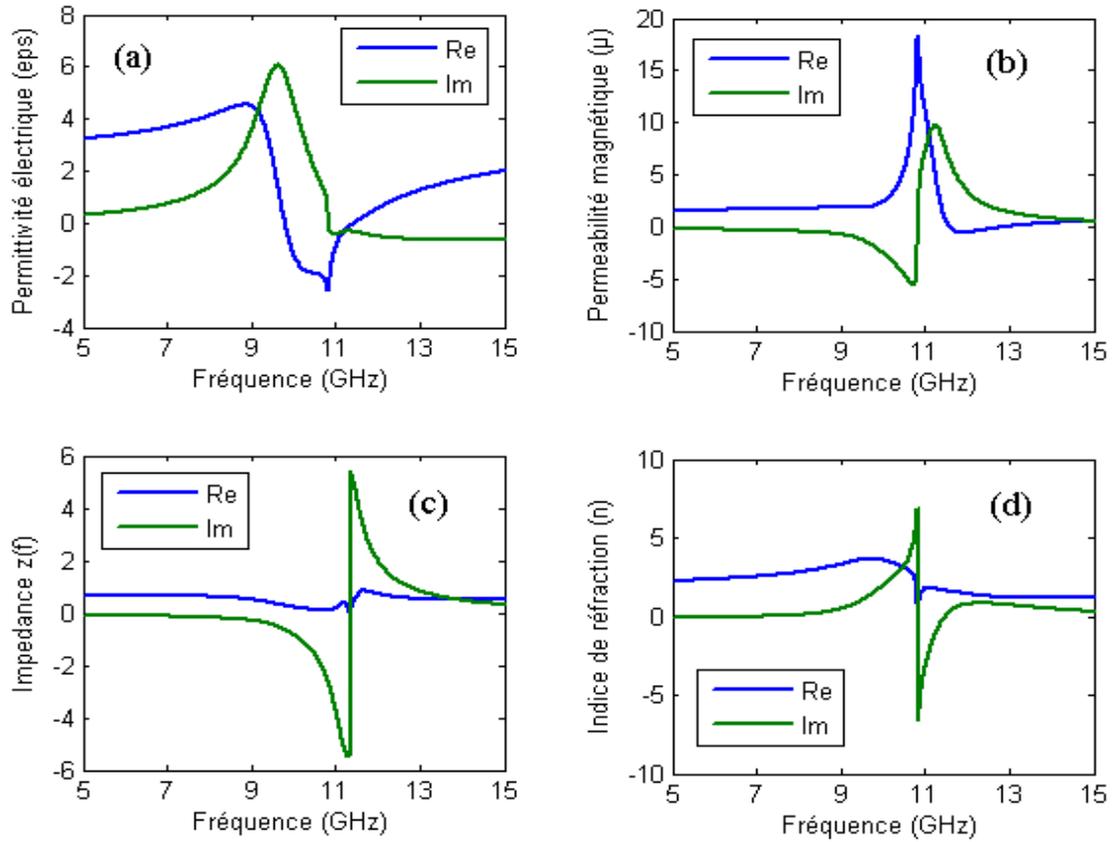


Figure 2.7 : Paramètres effectifs du RAF circulaire : (\vec{E} // aux fentes).

On remarque que le milieu présente en plus de sa résonance magnétique (figure 2.7(a)), une résonance électrique (figure 2.7(b)), ce qui se traduit par la présence d'un couplage entre dipôle électrique et dipôle magnétique [49] [50]. La résonance magnétique est due à l'application du champ magnétique suivant l'axe des anneaux, générant ainsi un courant circulant sur ceux-ci, tandis que la résonance électrique est due à l'excitation de la coupure des anneaux par le champ électrique. Ce milieu est donc *bianisotrope* puisqu'il dépend de l'orientation des champs qu'ils lui sont appliqués. Dans ce cas, les relations constitutives sont :

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \epsilon\vec{E} + \zeta\vec{H}, \\ \vec{B} &= \chi\vec{E} + \mu\vec{H}\end{aligned}$$

Où ζ et χ représentent les coefficients de bianisotropie. Nous notons qu'en cas de double résonance, électrique et magnétique, la fréquence de résonance est légèrement supérieure que dans celui où il n'existe que la résonance magnétique.

La présence des bandes de permittivité et de perméabilité négatives dans la structure du RAF peut être vérifiée en utilisant la même structure de la figure 2.1 dans laquelle les ouvertures (fentes) seront supprimées (figure 2.8). La structure résultante est nommée résonateur en anneau fermé [46] [49].

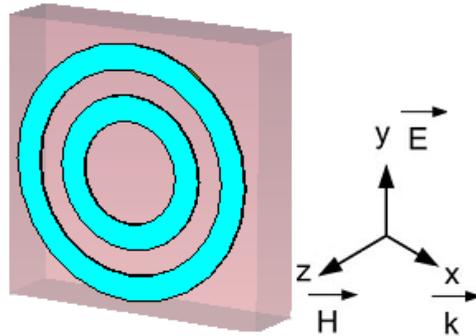


Figure 2.8 : Milieu à boucles fermés.

Sur la figure 2.9, on présente les coefficients de réflexion et de transmission calculés numériquement sous *CST MWS*. Nous observons une résonance à une fréquence de 27.41 *GHz*. Par ailleurs dans la bande de fréquence située entre 0 et 15 *GHz*, nous pouvons supposer une approximation quasi-statique. Cette approximation consiste à supposer que la circonférence de l'anneau doit être inférieure à $0.2 \lambda_0$ ce qui correspond à une fréquence proche de 5 *GHz* [9]. Dans notre cas, cette analyse peut être étendue au-delà de ces critères c'est à dire jusqu'à des fréquences proches de 15 *GHz*.

Dans un premier temps, nous nous placerons dans cette approximation. Les paramètres effectifs calculés par la méthode d'inversion à partir des coefficients de réflexion et de transmission pour cette bande de fréquence sont représentés sur la figure 2.10.

La permittivité effective en partie réelle est quasiment constante autour de 3 (figure 2.10 (a)), tandis que la partie imaginaire est nulle sur toute la bande de fréquence située entre 5 et 15 *GHz*, ce qui se traduit généralement par l'absence des pertes dans le

milieu. La perméabilité effective calculée numériquement est positive, et proche de 1 en partie réelle, et égale à 0 en partie imaginaire (figure 2.10(b)). Donc, ce milieu est diamagnétique, et ne présente aucune réponse négative comme prévu par l'analyse *quasi-statique* de Pendry [9].

Dans ce cas, le milieu composé d'anneaux fermés présente une réponse magnétique statique, mais ne permet pas d'avoir une perméabilité négative. La présence d'une composante capacitive dans la structure du RAF est importante pour l'obtention d'une perméabilité négative [50].

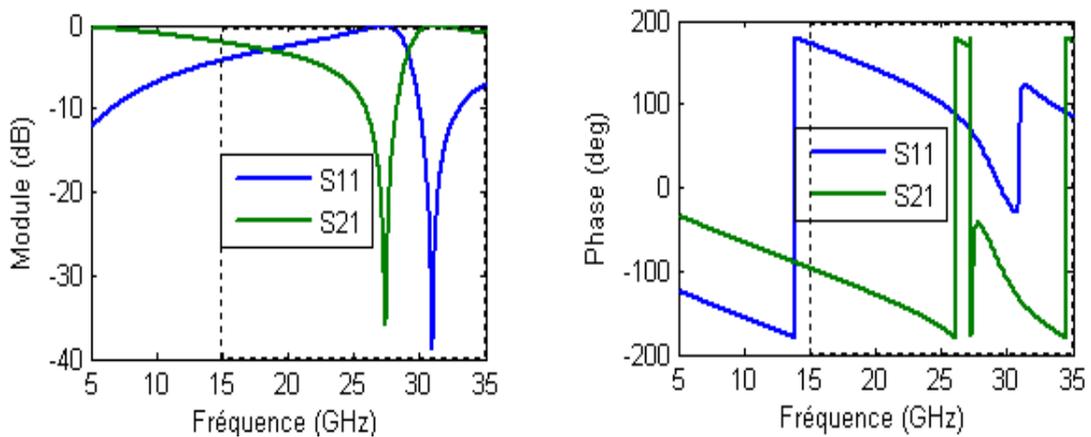


Figure 2.9 : Coefficients de réflexion et de transmission du milieu à boucles fermés.

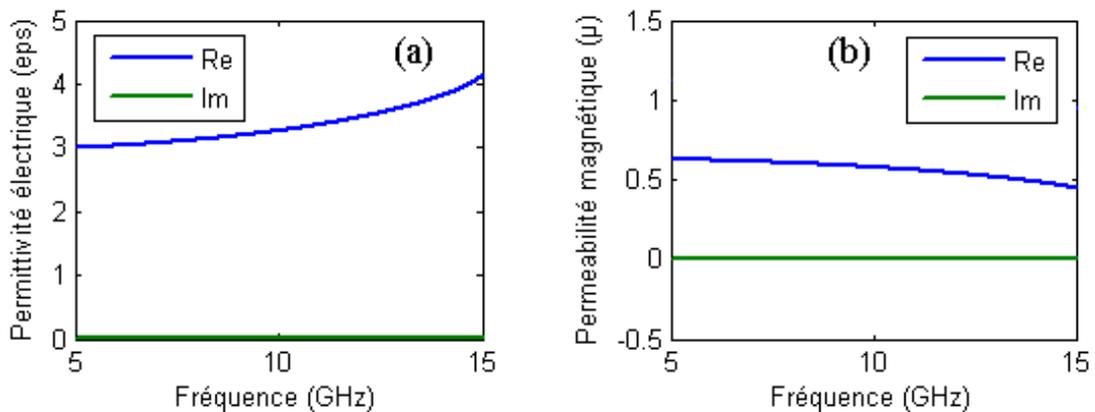


Figure 2.10 : Paramètres effectifs du milieu à boucles fermés en régime quasi-statique.

Pour des fréquences au delà du régime quasi-statique, ($15 \text{ GHz} < f < 35 \text{ GHz}$),

le milieu est résonant. Les paramètres effectifs associés à cette bande de fréquence sont représentés sur la figure 2.11.

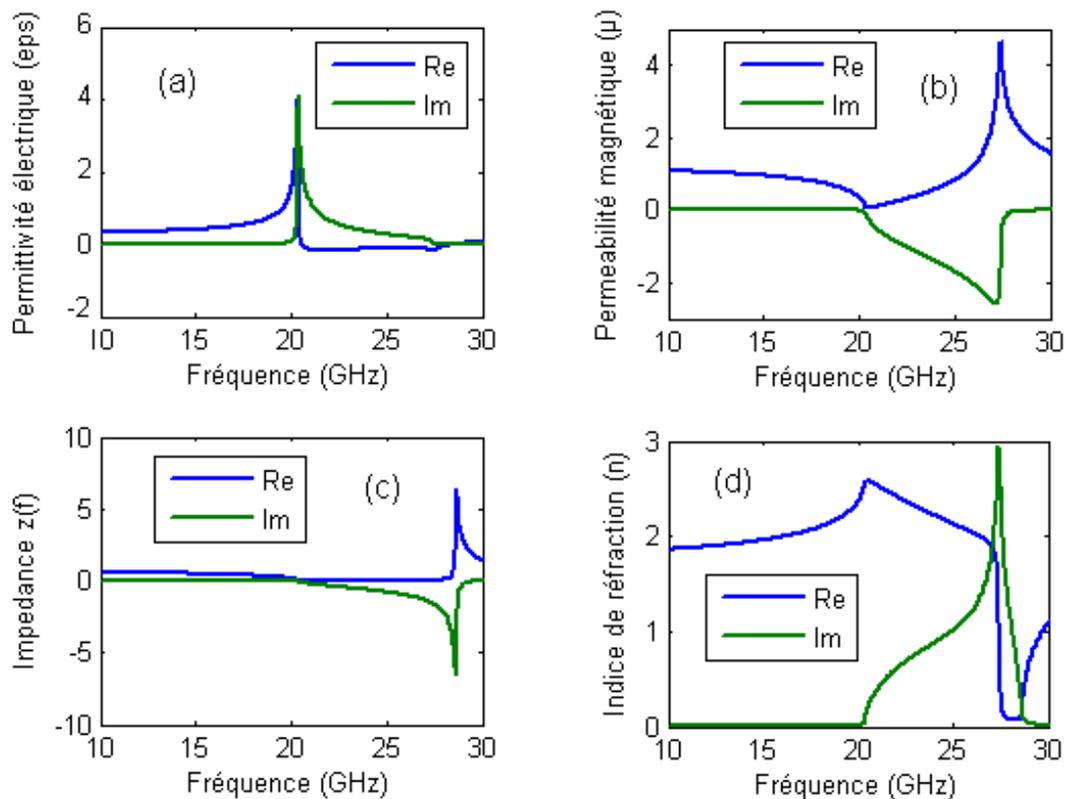


Figure 2.11 : paramètres effectifs du milieu à boucles fermés au delà du régime quasi-statique.

La permittivité effective est résonante en partie réelle et prend des valeurs négatives dans la bande de fréquence située entre 20.57 GHz et 28.5 GHz comme le montre la figure 2.11(a). Ce milieu réagit essentiellement au champ électrique autour de la résonance. La perméabilité présente une partie réelle positive avec une allure anti-résonante, tandis que sa partie imaginaire est négative pour $20 \text{ GHz} < f < 28 \text{ GHz}$ (figure 2.11(b)). L'impédance d'onde a une partie imaginaire non nulle voir négative dans la bande de fréquence située entre 20 GHz et 29.5 GHz traduisant un comportement capacitif à la résonance(figure 2.11(c)), de même pour l'indice de réfraction qui présente une partie imaginaire positive dans la même bande de fréquence.

2.2.2 RAF circulaire avec un couplage Broadside

La structure du broadside coupled SRR (BC-SRR) a été étudiée théoriquement par Marquès et al afin d'éliminer le couplage magnéto-électrique observé dans le cas de la structure de la figure 2.3 (b), où le champ électrique est parallèle aux fentes [51]. En effet, si l'on analyse la répartition des charges sur le RAF (figure 2.2), on remarque qu'il y a une légère dissymétrie due à la différence de taille des deux boucles constituant le RAF. C'est cette dissymétrie qui est à l'origine d'un moment dipolaire non nul suivant la direction du champ électrique, et qui ne pouvait pas être négligée au voisinage de la fréquence de résonance. Afin de supprimer cette dissymétrie, une solution a été proposée par Marquès et qui consistait à l'utilisation de deux anneaux de dimensions identiques [51].

En se référant à ces travaux, nous avons conçu la structure BC SRR présentée sur la figure 2.12 qui sera simulée avec une polarisation des champs d'abord \vec{E} perpendiculaire aux fentes, puis \vec{E} parallèle aux fentes.

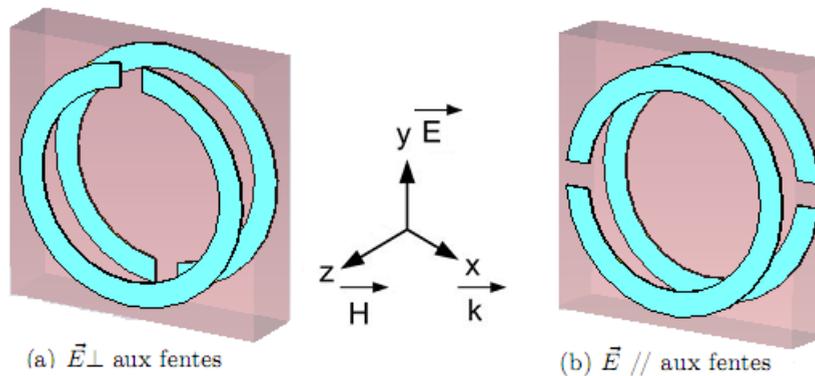


Figure 2.12 : Cellule unitaire du BC_SRR circulaire avec $r = 1.31 \text{ mm}$.

Afin de comparer les propriétés de cette structure avec le RAF circulaire classique de Pendry, deux cas seront considérés. Le premier consiste à utiliser des anneaux ayant le même diamètre que l'anneau externe de la figure 2.1, et le deuxième cas associe des anneaux ayant le même diamètre que l'anneau interne de la figure 2.1.

La première structure est illustrée sur la figure 2.12. Les deux anneaux ont les mêmes

dimensions, et sont disposés chacun sur une face du substrat diélectrique (*RO4003*). Sur la figure 2.13, on présente les coefficients de réflexion et de transmission en *dB* obtenus par simulation sous *CST MWS*.

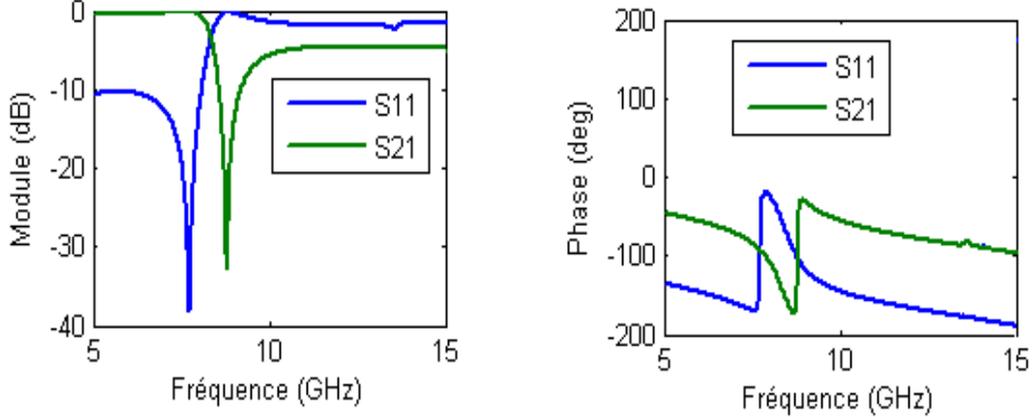


Figure 2.13 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du BC SRR :
(courbes identiques pour \vec{E} parallèle et perpendiculaire aux fentes).

Les courbes pour les deux configurations, c'est à dire le champ électrique perpendiculaire et parallèle aux fentes sont identiques. On remarque que la structure résonne à une fréquence $f_{rés} = 8.81 \text{ GHz}$ avec une transmission de l'ordre de -32.85 dB . Le coefficient de réflexion subit un saut de phase situé à 7.95 GHz . Notons que ce saut de phase indique toujours la présence d'une perméabilité négative propre au milieu [10].

Les paramètres effectifs calculés par la méthode d'inversion pour cette structure sont illustrés sur la figure 2.14. Ils sont identiques à ceux présentés sur la figure 2.5 avec des échelles de fréquences distinctes. La partie réelle de la permittivité est positive, et prend une allure antirésonante dans la bande de fréquence située entre 8 et 9.5 GHz (figure 2.14 (a)). La perméabilité est résonante en partie réelle avec une allure Lorentzienne, et prend des valeurs négatives variant de 0 à -6.5 dans une bande étroite de fréquence située entre 8.36 GHz et 10.2 GHz . En revanche, la partie imaginaire est positive et présente un pic d'absorption autour de 8.3 GHz (figure 2.14 (b)). La variation de l'impédance effective de l'onde se propageant à travers la structure, est présentée sur la figure 2.14 (c). Une

partie réelle est positive attestant la passivité du milieu est vérifiée. La partie imaginaire est positive pour $8 \text{ GHz} < f < 10 \text{ GHz}$: ce milieu est inductif. L'indice de réfraction est nul en partie réelle dans la plage de fréquence située entre 9 GHz et 10.1 GHz (figure 2.14 (d)). Il présente un palier plus élevé ($\text{Re}(n) = 6.2$), en comparant avec la structure du RAF de la figure 2.1 où $\text{Re}(n) = 5.1$.

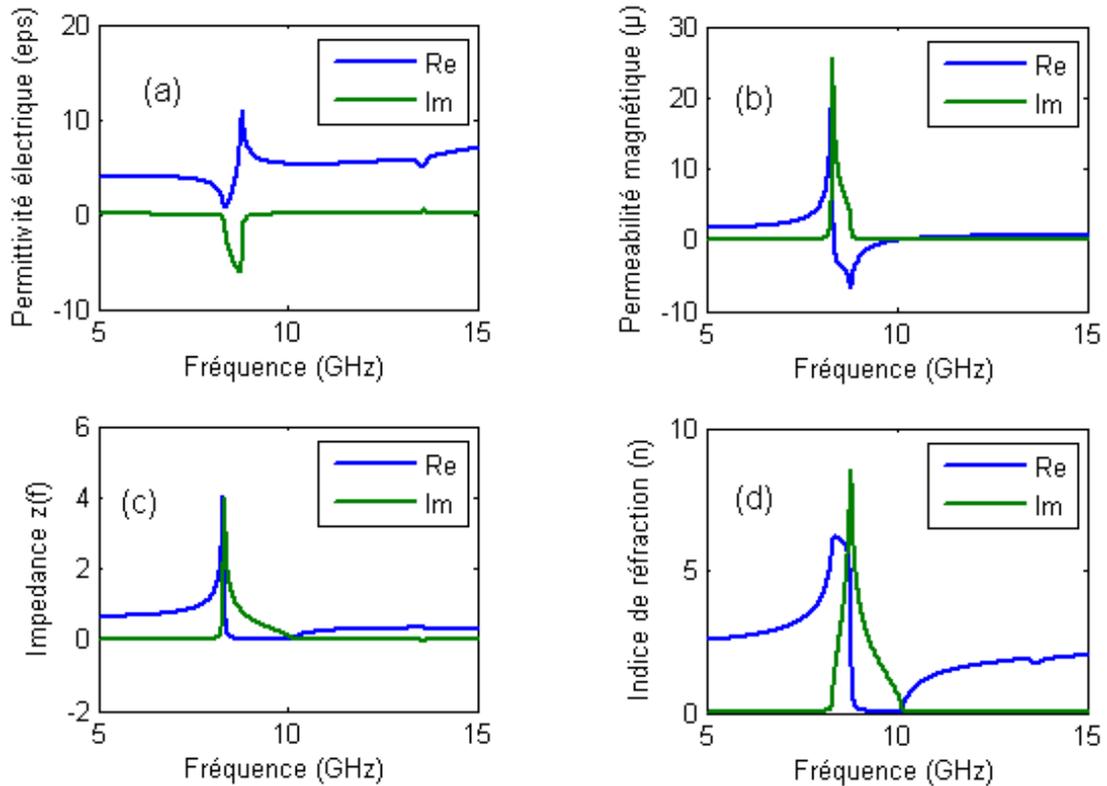


Figure 2.14 : Paramètres effectifs du BC SRR circulaire avec $r = 1.31 \text{ mm}$.

Nous simulons maintenant la structure BC SRR en changeant le rayon des anneaux qui passe de 1.31 mm à 0.76 mm , tout en gardant les mêmes autres dimensions (figure 2.15). Nous observons alors les mêmes caractéristiques mais une fréquence de résonance $f_{rés} = 18.4 \text{ GHz}$ supérieure à celle trouvée précédemment, due à la diminution du rayon de l'anneau (figure 2.16 (a)). La partie réelle de la perméabilité est négative autour de la fréquence de résonance et prend des petites valeurs variant de 0 à -1.75 (figure 2.16 (b)).

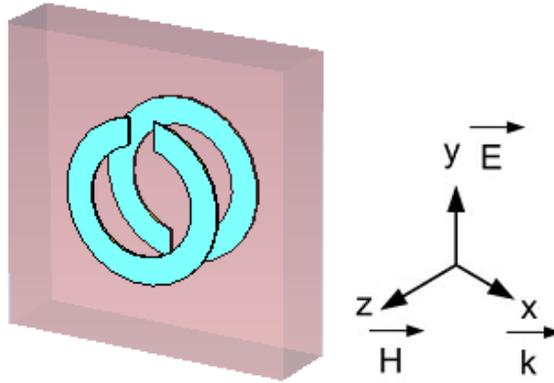


Figure 2.15 : Cellule unitaire du BC_SRR circulaire avec $r = 0.76 \text{ mm}$.

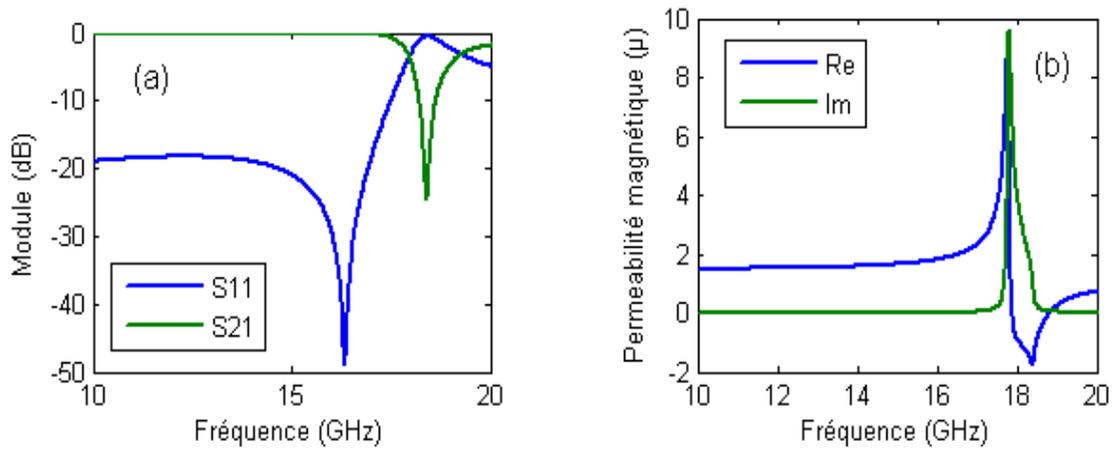


Figure 2.16 : BC-SRR circulaire avec $r = 0.76 \text{ mm}$:

(a) : Réflexion et transmission en dB. (b) : Re et Im de la perméabilité effective.

Les résultats des milieux constitués de différents types d'anneaux circulaires sont résumés sur le tableau 2.1.

Remarque 2.1 *L'anti-résonance de la partie réelle de ε est accompagnée d'une résonance de la partie réelle de μ . Cette anti-résonance est accompagnée d'une partie imaginaire qui devient positive ; elle change de signe dans la bande de fréquence utilisée.*

Milieu étudié	μ_{eff}	ε_{eff}
Anneaux fermés	Re(μ) < 1 (régime QS) Au delà du régime QS Antirésonante	Re(ε) = 3 (régime QS) Au delà du régime QS Résonante $20.57 GHz < f_{rés} < 28.5 GHz$
RAF avec ($\vec{E} \perp$ aux fentes)	Résonante $10.25 GHz < f_{rés} < 11.5 GHz$	Anti-résonante
RAF avec ($\vec{E} //$ aux fentes)	Indéfinie	Indéfinie
BC SRR avec ($\vec{E} \perp$ aux fentes)	Résonante $8.36 GHz < f_{rés} < 10.2 GHz$	Anti-résonante
BC SRR avec ($\vec{E} //$ aux fentes)	Résonante $8.36 GHz < f_{rés} < 10.2 GHz$	Anti-résonante

Tableau 2.1 : Paramètres effectifs des différents milieux constitués de boucles.

Le comportement résonant pour l'un des paramètres et celui anti-résonant pour l'autre s'explique en considérant la relation de l'indice de réfraction en fonction de la perméabilité et de la permittivité :

$$n^2 = \varepsilon_r \mu_r \quad (2.1)$$

A partir de cette relation, nous voyons que les pôles et les zéros de ε et de μ sont inversés tant que n a une valeur limite.

Le fait que Im(ε) ou Im(μ) soit négative peut nous sembler contradictoire par rapport à notre intuition physique. Il n'y a pas de doute que l'un des deux paramètres doit être positif quand une force externe (champ électrique ou magnétique) agit sur la structure. En effet, l'énergie dissipée dans le milieu est proportionnelle à la partie imaginaire du paramètre. Dans le cas présent, nous analysons simultanément les réponses électrique

et magnétique du métamatériau, et donc l'énergie dissipée est donnée par la somme suivante :

$$W = \frac{1}{4\pi} \int \omega \left(\varepsilon_2(\omega) \left| \vec{E}(\vec{r}, \omega) \right|^2 + \mu_2(\omega) \left| \vec{H}(\vec{r}, \omega) \right|^2 \right) d\omega. \quad (2.2)$$

Donc, la condition que $W > 0$ ne spécifie pas que $\text{Im}(\varepsilon)$ et $\text{Im}(\mu)$ doivent être positives simultanément. C'est ce que l'on observe sur la figure 2.5, $\varepsilon_1(\omega)$ présente une allure anti-résonante et $\mu_1(\omega)$ une allure résonante.

2.2.3 RAF carré

La géométrie circulaire du RAF présentée précédemment se prête bien aux calculs analytiques et à l'explication des phénomènes par analyse quasi-statique, mais la géométrie carré mise en oeuvre par smith est plus avantageuse d'un point de vue applicatif [52]. Nous proposons dans cette section d'étudier le résonateur en anneau fendu carré, constitué de deux boucles ouvertes imbriquées, dont la cellule unitaire est représentée sur la figure 2.17.

Le coté du SRR est de $l = 2.62 \text{ mm}$, ce qui correspond au diamètre de l'anneau extérieur du RAF circulaire étudié précédemment. Les dimensions des fentes et la largeur des anneaux pour un fonctionnement en bande X restent les mêmes que dans la section précédente sauf la géométrie qui change. Les deux orientations de la fente par rapport au champ électrique sont considérées.

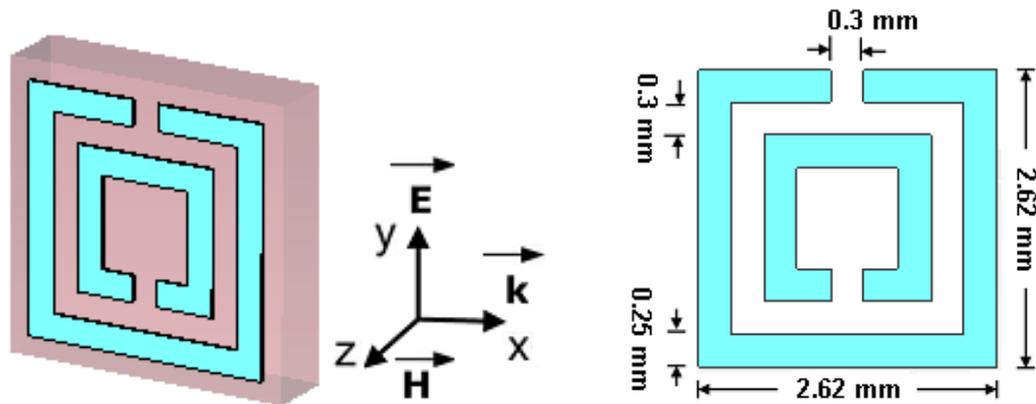


Figure 2.17 : Cellule unitaire du RAF carré avec ses dimensions.

Le champ \vec{E} orienté perpendiculairement aux fentes

Les coefficients de réflexion et de transmission du RAF carré pour le champ \vec{E} perpendiculaire aux fentes sont présentés sur la figure 2.18. On remarque que le coefficient de transmission S_{21} présente une fréquence de résonance $f_{rés}$ à 8.61 GHz avec une transmission de l'ordre de -30.94 dB . Le coefficient de réflexion S_{11} admet un saut de phase comme pour le milieu à RAF circulaire. Les mêmes allures sont donc observées, la seule différence étant la fréquence de résonance qui est inférieure pour le RAF carré (8.61 GHz) que pour le RAF circulaire (10.65 GHz).

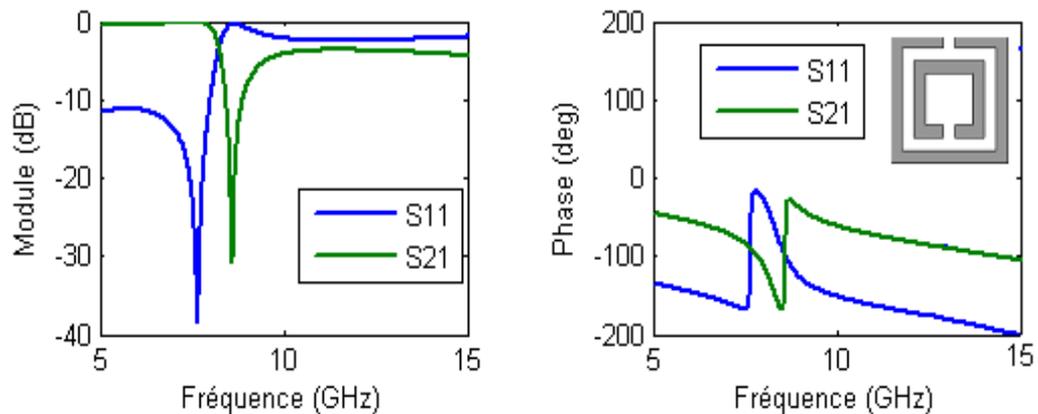


Figure 2.18 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du RAF carré : ($\vec{E} \perp$ aux fentes).

Les paramètres effectifs associés aux paramètres S sont présentés sur la figure 2.19. La partie réelle de la permittivité ε est positive et prend une allure antirésonante (figure 2.19 (a)), tandis que la partie réelle de la perméabilité est résonante, et prend des valeurs négatives variant de 0 à -7 dans une bande étroite de fréquences autour de la résonance, située entre 8.27 et 9.5 GHz . En dehors de cette bande, $\text{Re}(\mu)$ est positive (figure 2.19(b)). L'indice de réfraction admet un saut et est maximum pour $f = 8.61\text{ GHz}$, par ailleurs, l'impédance d'onde est positive en partie réelle témoignant de la nature passive du milieu.

Si nous comparons ces résultats avec ceux obtenus pour le RAF circulaire dans le cas où le champ électrique est perpendiculaire aux fentes, on remarque qu'ils sont identiques, à l'exception du décalage fréquentiel qui est environ de 2 GHz . Ce décalage est due à la

différence de la distance parcourue par le courant dans les deux cas. Dans le premier cas (RAF circulaire), la distance parcourue est d'environ πs où s représente le diamètre de l'anneau, alors que pour le RAF carré, la distance est de $4s$. L'avantage de la géométrie carrée est qu'elle offre une meilleure compacité. De plus nous verrons par la suite que si nous souhaitons modifier la géométrie pour améliorer les performances de la structure, une géométrie carré est plus facile à reproduire.

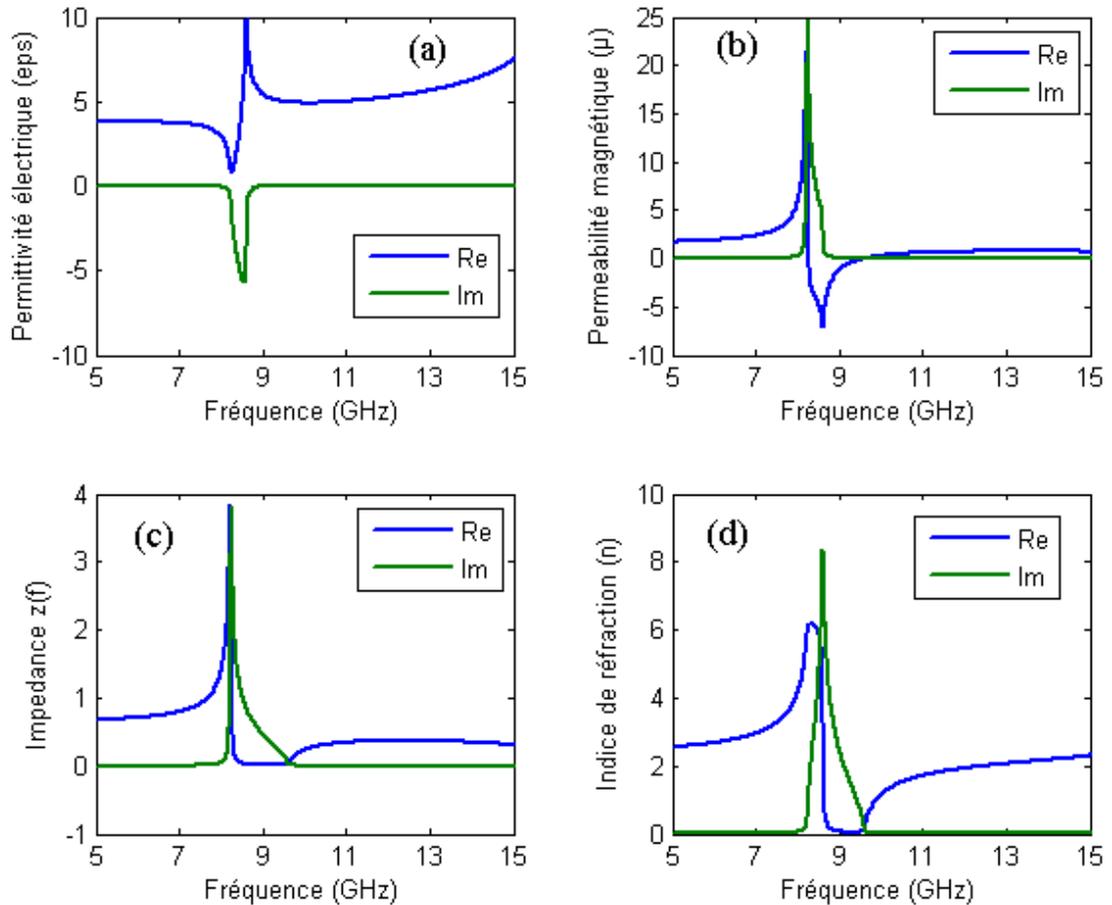


Figure 2.19 : Paramètres effectifs du RAF carré : ($\vec{E} \perp$ aux fentes).

Le champ \vec{E} orienté parallèlement aux fentes

Nous considérons dans ce paragraphe la même structure précédente avec ses mêmes dimensions, mais avec une orientation du champ électrique \vec{E} parallèle aux fentes.

Les coefficients de réflexion et de transmission obtenus par simulation sous *CST MWS* sont présentés sur la figure 2.20. Le coefficient de transmission S_{21} présente une fréquence de résonance à 9 GHz avec une transmission de l'ordre de -37.32 dB , alors qu'aucune résonance n'est observée par S_{11} .

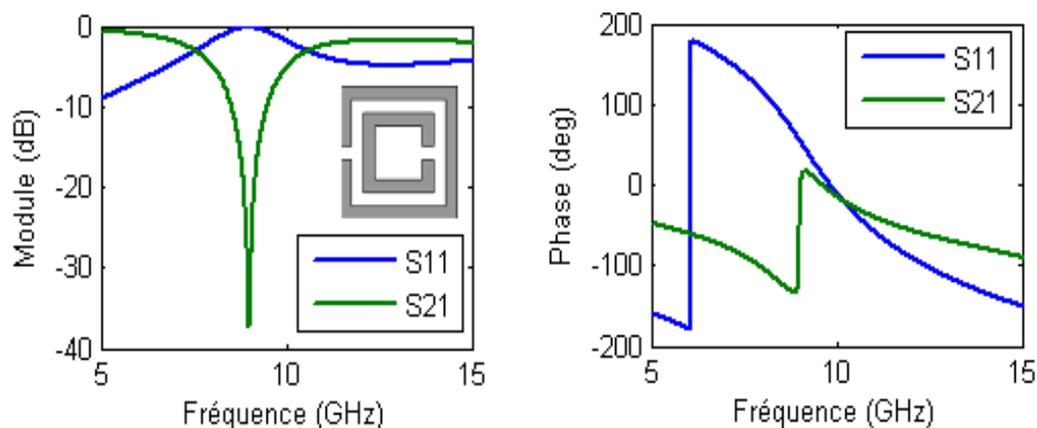


Figure 2.20 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du RAF carré : ($\vec{E} //$ aux fentes).

Les paramètres effectifs obtenus pour cette structure, sont illustrés sur la figure 2.21, ils sont similaires à ceux calculés pour le RAF circulaire avec $\vec{E} //$ aux fentes.

Une double résonance est donc prévue pour cette structure, ce qui est observé sur les allures de ε et de μ (figure 2.21 (a) et 2.21 (b)). En effet, la partie réelle de μ est négative dans une bande très étroite de fréquence située entre 10.07 et 11.14 GHz , et est égale à -0.26 , tandis que celle de ε est négative pour $8.05\text{ GHz} < f < 9.8\text{ GHz}$. Par ailleurs, les parties imaginaires de ε et de μ sont négatives pour $9.02\text{ GHz} < f < 15\text{ GHz}$, et $5\text{ GHz} < f < 9.02\text{ GHz}$ respectivement, ce qui est en contradiction avec le critère physique énoncé dans le premier chapitre qui exige que la partie imaginaire de $\mu(\omega)$ est toujours positive. Donc ce milieu ne peut pas être caractérisé par la procédure d'homogénéisation décrite précédemment, puisqu'elle considère uniquement les milieux isotropes. Il est donc préférable d'éviter d'obtenir ce type de réponse.

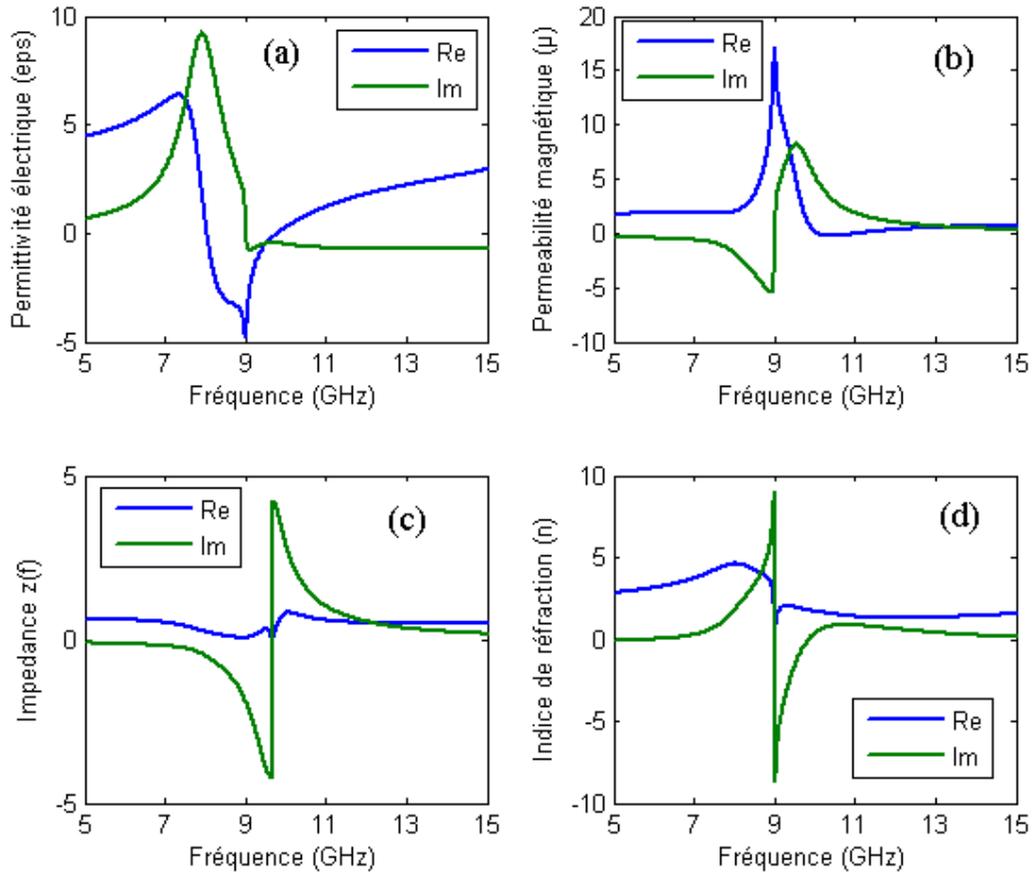


Figure 2.21 : Paramètres effectifs du RAF carré : ($\vec{E} //$ aux fentes).

2.2.4 RAF à fentes croisées

Dans la littérature, différents types de résonateurs ont été proposés pour la réalisation des métamatériaux dont le but principal était d'avoir une réponse magnétique négative.

Dans la présente section, on se propose d'étudier un résonateur en anneau fendu à fentes croisées présentant une perméabilité négative dans le domaine des fréquences microonde [53]. La structure a été dimensionnée pour un fonctionnement en bande X (8.2 GHz , 12.4 GHz), elle est composée de deux RAFs à fentes croisées de même dimensions disposés sur le substrat d'une façon opposé l'un par rapport à l'autre (figure

2.22). La longueur du côté du résonateur est de 2.62 mm , et la largeur des fentes est de 0.33 mm . La cellule unitaire de la structure est répétée avec une périodicité P de 3.63 mm suivant les axes ox , oy et oz respectivement. Pour la simulation de cette structure sous $HFSS$, des conditions de murs électriques et magnétiques sont appliquées respectivement selon les axes z et x . La structure est polarisée de façon à ce que le champ magnétique est dirigé suivant l'axe x , le champ électrique est dirigé suivant l'axe z , le vecteur d'onde est suivant l'axe y .

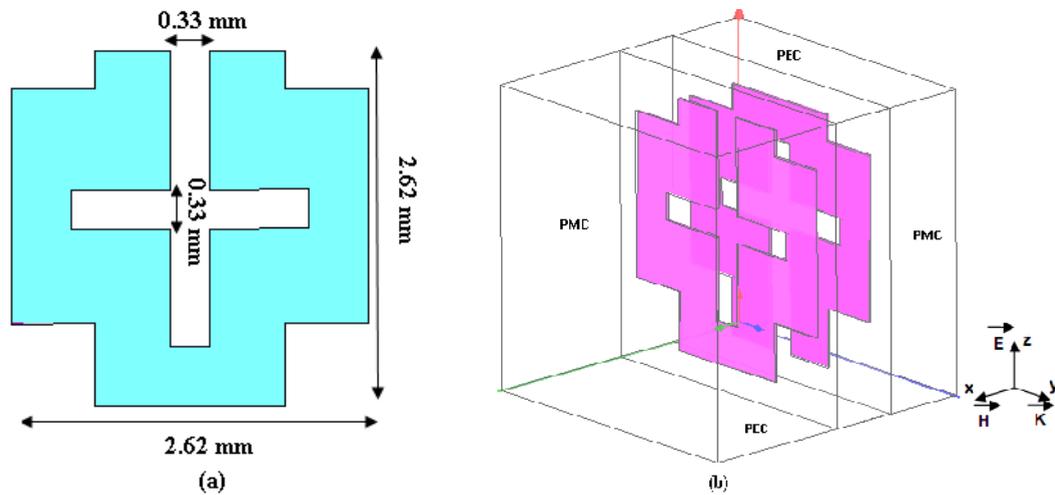


Figure 2.22 : Représentation et dimension d'une unité de cellule du RAF à fentes croisées.

L'amplitude et la phase des coefficients de réflexion- transmission de la cellule unitaire sont présentées sur la figure 2.23. Nous observons une fréquence de résonance à 10.1 GHz avec une transmission de l'ordre $-25,09 \text{ dB}$, qui est due à l'effet capacitif créé par la géométrie de la structure en présence des fentes.

Les paramètres effectifs de la cellule unitaire calculés par la méthode d'inversion en fonction de la transmission et de la réflexion sont ensuite représentés sur la figure 2.24. La permittivité effective est positive et antirésonante en partie réelle, tandis que la partie imaginaire prend des valeurs négative pour $9,5 \text{ GHz} < f < 10,5 \text{ GHz}$ (figure 2.24 (a)). La variation de la perméabilité effective est illustrée sur la figure 2.24(b) ; sa partie réelle

est résonante avec une allure lorentzienne, comme prévue par l'analyse de Pendry. Elle prend des valeurs négative dans une bande étroite de fréquence située entre 9.7 GHz , et 10.7 GHz .

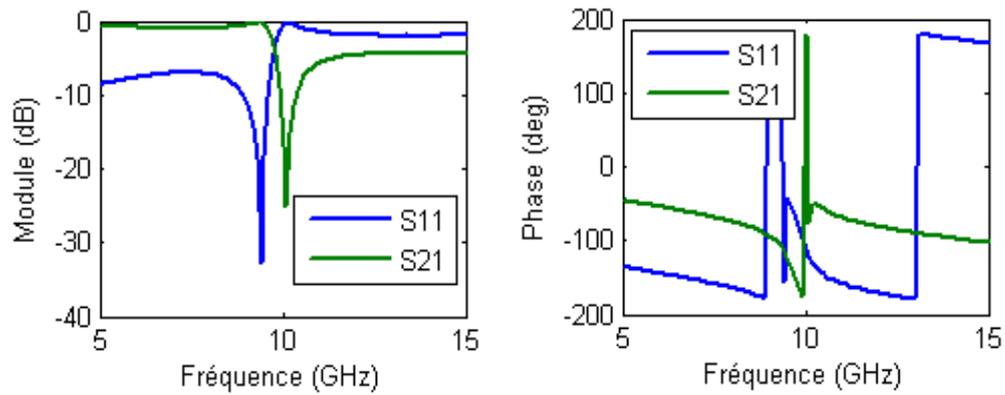


Figure 2.23 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du RAF à fentes croisées.

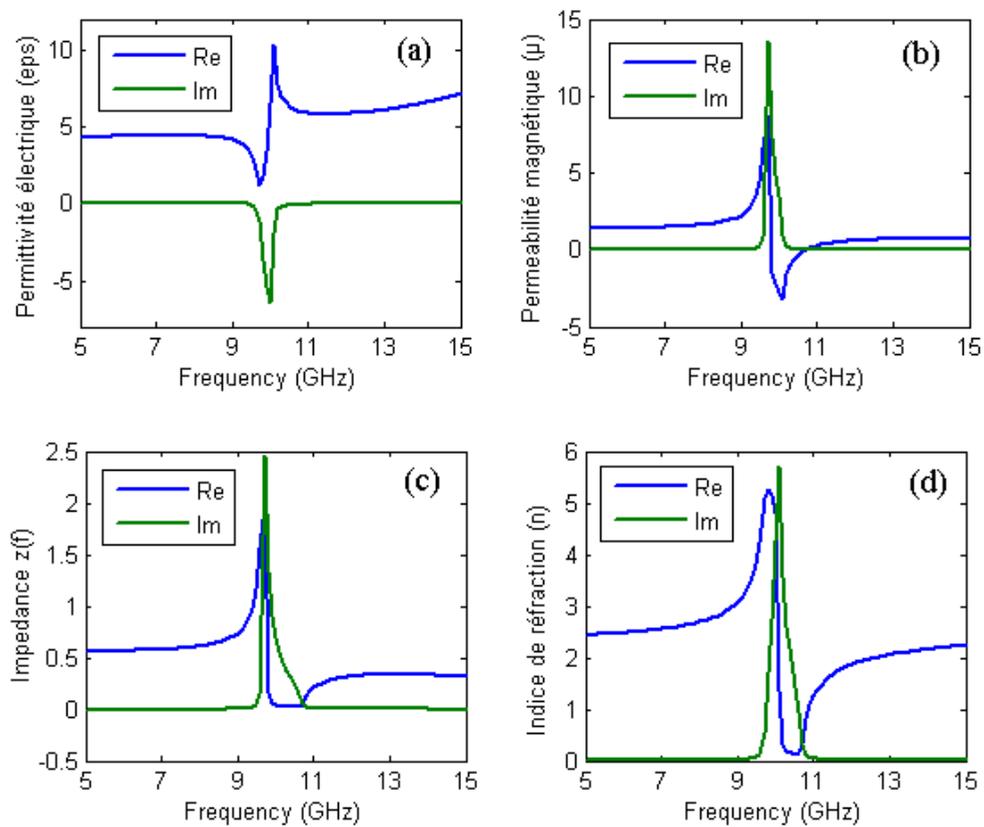


Figure 2.24 : Paramètres effectifs du RAF à fentes croisées.

L'impédance d'onde Z (figure 2.24 (c)) possède une partie réelle positive ; elle présente un saut et passe de 1 à 2.5 ce qui assure la nature passive du milieu. L'indice de réfraction admet un saut et un maximum de 5.25 pour $f = 9.8 \text{ GHz}$ avec une partie réelle nulle pour $10.2 \text{ GHz} < f < 10.5 \text{ GHz}$ (figure 2.24 (d)).

Les paramètres effectifs ainsi obtenus sont en accord avec ceux obtenus pour la structure carrée de la référence [54]. En conséquence, cette structure peut fournir des nouvelles manières de conception, caractérisation et de fabrication de nouveau métamatériau dans le domaine des microondes appliqués aux antennes et les filtres, vue sa simple géométrie.

2.3 Etude paramétrique du RAF carré

Plusieurs études ont été menées par plusieurs auteurs dans le but de mettre en évidence l'influence des paramètres géométriques sur la fréquence de résonance de la structure [46] [47]. Cette étude paramétrique est très intéressante car elle permet de mieux comprendre son fonctionnement et d'être en mesure de prévoir les modifications à apporter pour adapter la structure selon les besoins. Les paramètres essentiels qui vont être modifiés afin d'étudier leurs effets sur la fréquence de résonance sont la largeur des ouvertures des anneaux (d), la largeur des rubans métalliques constituant les anneaux (w), l'espacement entre les deux anneaux formant le RAF (t), l'épaisseur (p) et la permittivité relative du substrat diélectrique (ϵ_r) sur lequel les anneaux sont imprimés.

2.3.1 Variation de l'ouverture des anneaux

Dans ce paragraphe, on étudie l'influence de la largeur des ouvertures des anneaux (d) sur la fréquence de résonance du RAF carré déjà prédimensionné (figure 2.17). Rappelons que $t = 0.3 \text{ mm}$, $w = 0.25 \text{ mm}$, $l = 2.62 \text{ mm}$. En maintenant ces paramètres constants, seule la largeur de la fente varie. L'étude est réalisée pour des largeurs ($d = 0.2, 0.3, 0.4 \text{ mm}$).

Sur la figure 2.25 (a), on présente le module du coefficient de transmission du RAF carré pour les différentes valeurs de d . On remarque que l'augmentation de la largeur

des fentes d s'accompagne par une élévation de la fréquence de résonance ; lorsque la taille de l'ouverture du RAF augmente, la capacité au sein de la structure diminue et par conséquent, la fréquence de résonance augmente, ce qui est en accord parfait avec les résultats obtenus dans la référence [46] pour le RAF circulaire dimensionné en bande C (figure 2.25 (b)).

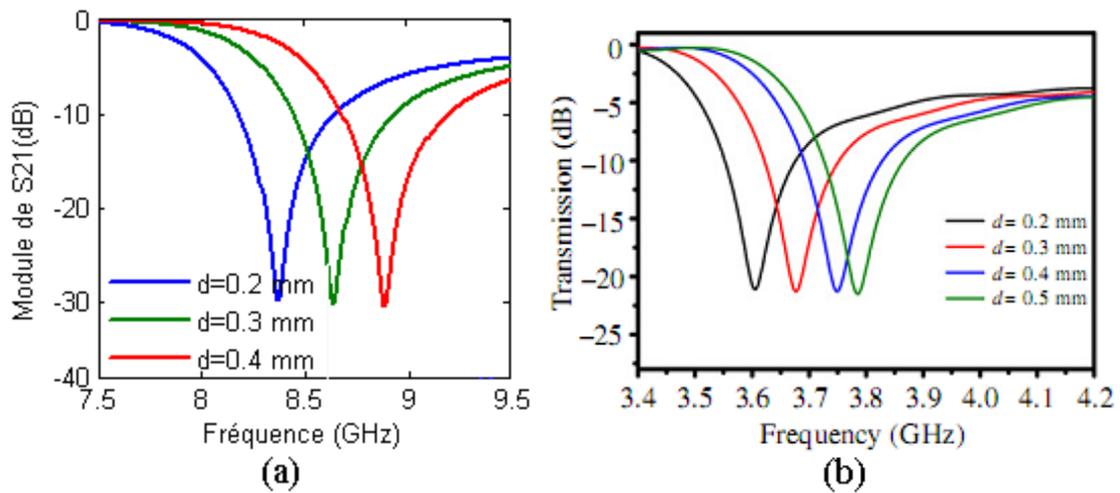


Figure 2.25 : Module de S_{21} pour différentes valeurs de d :

(a) : RAF carré. (b) : RAF circulaire [46].

2.3.2 Variation de la largeur des anneaux

L'influence de la largeur de la piste métallique (w) constituant les deux anneaux du RAF carré est présentée dans cette section. L'étude paramétrique est réalisée pour des largeurs de ($w = 0.05, 0.25, 0.45$ mm), en conservant les dimensions des autres paramètres inchangés, et en fixant la largeur d égale à 0.3 mm. Les résultats du coefficient de transmission pour chaque variation sont présentés sur la figure 2.26 (a), et en accord avec ceux de la référence [46]. On remarque que l'augmentation de la largeur métallique permet d'augmenter la fréquence de résonance. Ce qui s'explique par une diminution de l'inductance mutuelle et de la capacité au sein de la structure lors de l'élargissement de la piste métallique [45]. La conséquence de cette piste plus large est donc une augmentation de la fréquence de résonance.

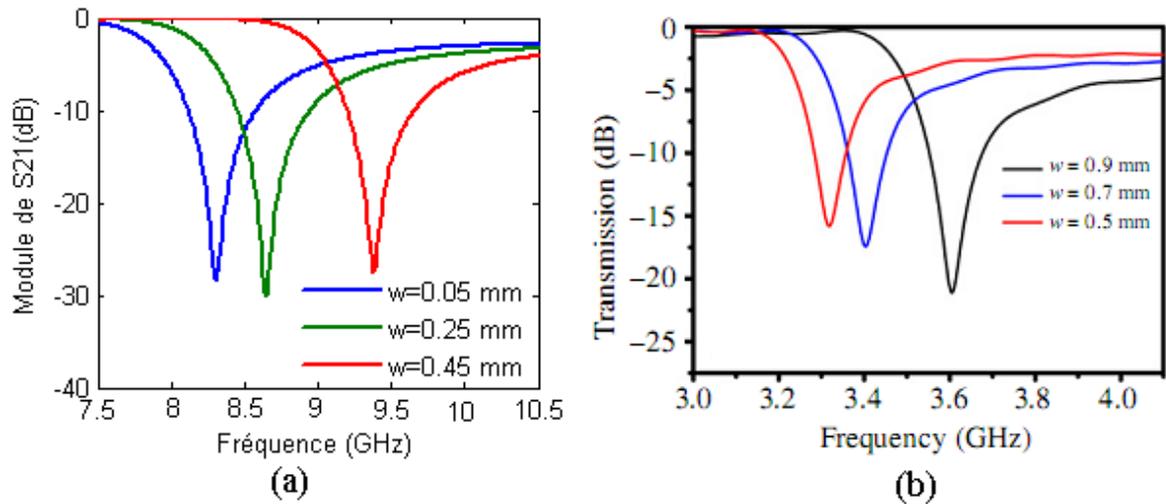


Figure 2.26 : Module de S_{21} pour différentes valeurs de w :

(a) : RAF carré. (b) : RAF circulaire [46].

2.3.3 Variation de l'espacement entre les deux anneaux

Une étude sur la variation de l'espacement entre les deux anneaux (t) formant le RAF carré est présentée dans cette section afin de voir son influence sur la fréquence de résonance. Les dimensions de la structure précédente sont maintenues constantes en fixant la largeur de la piste métallique $w = 0.25$ mm. Seule la distance t varie, allant de 0.2 mm jusqu'à 0.4 mm, par ailleurs, le côté extérieur du RAF est fixé à $l = 2.62$ mm, donc, l'augmentation de la distance (t) diminue le côté intérieure de l'anneau.

La figure 2.27 (a) présente le module du coefficient de transmission simulé sous *CST MWS* pour les différentes valeurs de t . On remarque que la fréquence de résonance varie proportionnellement avec l'espacement. Lorsque ce dernier augmente, la capacité au sein de la structure diminue. Cette baisse de capacité va donc augmenter la fréquence de résonance (figure 2.27 (b)) [46].

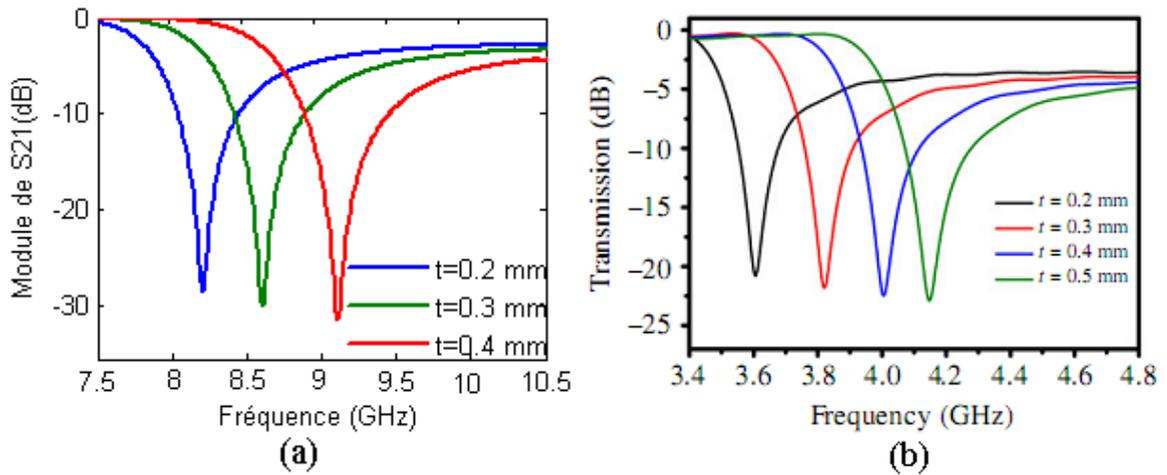


Figure 2.27 : Module de S_{21} du RAF carré en variant la largeur t : l_{ext} est fixe.

(a) : RAF carré. (b) : RAF circulaire [46].

L'étude de la variation de l'espacement entre les deux anneaux est maintenant réalisée en gardant les dimensions du côté interne fixe. En effet, l'augmentation de l'espacement va affecter le côté de l'anneau externe.

Le coefficient de transmission obtenu dans ce cas, pour les différentes valeurs de l'espacement est représenté sur la figure 2.28. Lorsque la distance entre les deux anneaux est $t = 0.4 \text{ mm}$, le coefficient de transmission résonne à une fréquence de résonance $f_{rés} = 8.48 \text{ GHz}$, inférieure à celle du RAF de référence. Cette baisse de fréquence est due à l'augmentation du côté de l'anneau extérieur qui provoque une forte capacité entre les anneaux conduisant à une diminution de fréquence.

Lorsque l'espacement entre les anneaux est $t = 0.2 \text{ mm}$, la fréquence de résonance observée dans ce cas est de $f_{rés} = 8.73 \text{ GHz}$ qui est supérieur à celle du RAF de référence. Cela est donc due à une diminution du côté externe de l'anneau qui affecte une diminution de la capacité créée et donc une élévation de fréquence.

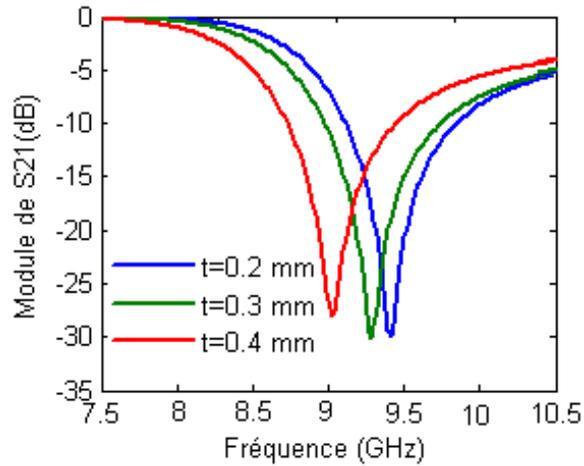


Figure 2.28 : Module et phase de S_{21} du RAF carré en variant la largeur t :
 l_{int} est fixe.

2.3.4 Variation de l'épaisseur du substrat

Nous présentons ici, une étude de l'influence de l'épaisseur du substrat (p) sur la fréquence de résonance, en faisant varier l'épaisseur du substrat sur lequel est disposé le RAF. L'étude est réalisée pour des épaisseurs de 0.5 mm , 0.8 mm , et 1.2 mm (figure 2.29). On remarque d'après le graphe ci dessous que la fréquence de résonance du RAF diminue avec l'augmentation de l'épaisseur du substrat. Cette dernière affecte la capacité mutuelle du système. Comme l'épaisseur du substrat augmente, la capacité au sein de la structure augmente ce qui mène à une diminution de la fréquence de résonance.

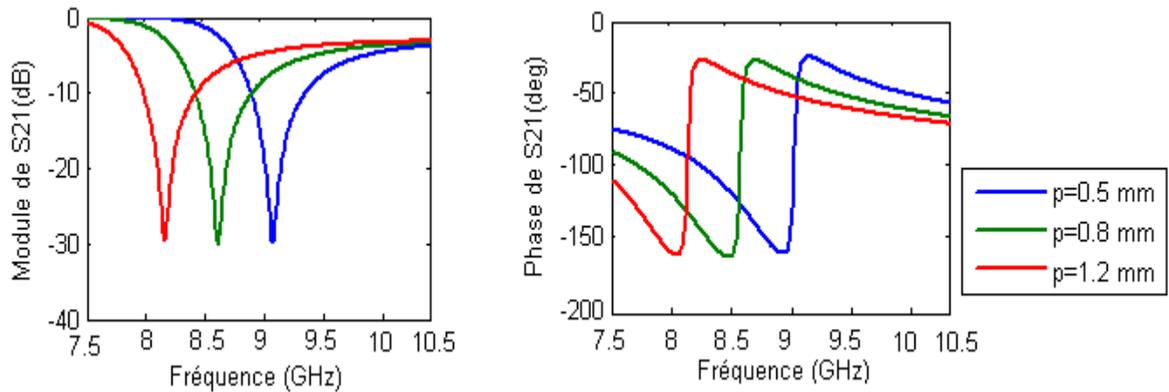


Figure 2.29 : Module et phase de S_{21} du RAF pour différentes valeurs de p .

2.3.5 Variation de la permittivité du substrat

Dans cette partie, une étude sur la variation de la permittivité du substrat diélectrique est effectuée. L'étude est réalisée pour des permittivités ($\epsilon_r = 3, 3.55, 4$), en maintenant les autres paramètres constants. Les résultats du coefficient de transmission du RAF pour chaque valeur sont illustrés sur la figure 2.30. D'après ces résultats, on remarque que l'augmentation de la constante diélectrique du substrat permet de réduire la fréquence de résonance magnétique de la structure. Ainsi, l'élévation de la permittivité du substrat provoque une augmentation de la valeur de la capacité des fentes, la conséquence est donc une diminution de la fréquence de résonance.

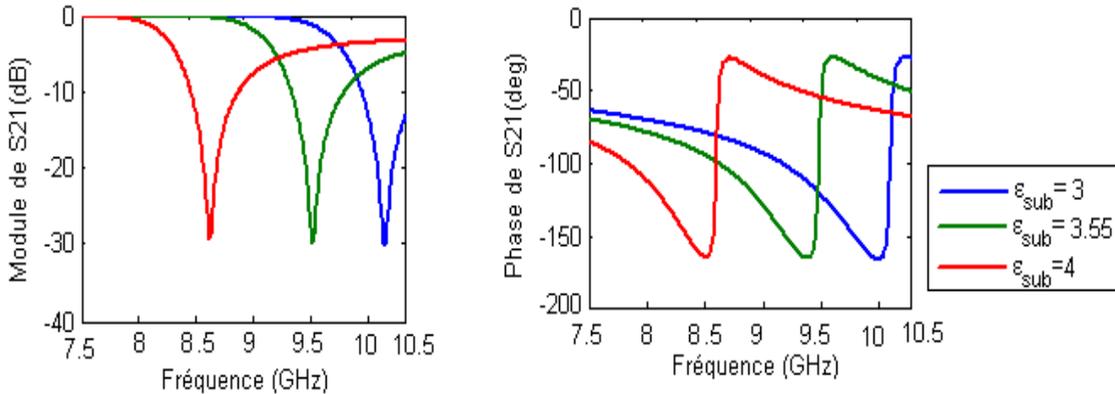


Figure 2.30 : Module et phase de S_{21} du RAF pour différentes valeurs ϵ_r de substrat.

2.4 Etude du milieu à tiges métalliques

Pour l'étude des métamatériaux à indice de réfraction négatif, nous utilisons généralement des tiges métalliques pour générer une permittivité négative [8]. Nous rappelons que cette permittivité obtenue ne repose pas sur la résonance dipolaire, mais elle provient de la géométrie et de la profondeur de pénétration de l'onde dans la partie métallique du composite.

Dans cette partie, deux types de réseaux de tiges seront analysés. Le premier est un réseau de tiges métallique continue, tandis que le deuxième est constitué de tiges métalliques discontinues. Les deux logiciels de simulation électromagnétiques *HFSS* et

CST MWS seront utilisés pour la simulation des structures conçues. Les coefficients de réflexion et de transmission seront présentés afin de montrer la valeur obtenue pour la fréquence de plasma du milieu. Les paramètres effectifs seront ensuite déduits en utilisant la procédure d'homogénéisation décrite dans le premier chapitre.

L'association du milieu à tiges continues présentant une permittivité négative avec un milieu à RAFs présentant une perméabilité négative permet d'obtenir un milieu à indice de réfraction négatif qui sera étudié par la suite.

2.4.1 Tiges métalliques continues

La cellule unitaire du milieu étudié dans ce travail est illustrée sur la figure 2.31. Il s'agit d'une tige métallique en cuivre imprimée sur une face d'un substrat diélectrique (*RO4003*). La largeur w est de 0.3 mm correspondant à la taille de l'ouverture des RAFs étudiés précédemment. La longueur de la tige est donnée comme 3.33 mm correspondant à la périodicité avec laquelle est répétée la structure. ($P = 3.33 \text{ mm}$ suivant les axes ox , oy et oz respectivement). Les conditions aux limites de murs électriques et magnétique sont appliquées suivant les deux faces perpendiculaires à l'axe des y , et les deux faces perpendiculaires à l'axe des z respectivement.

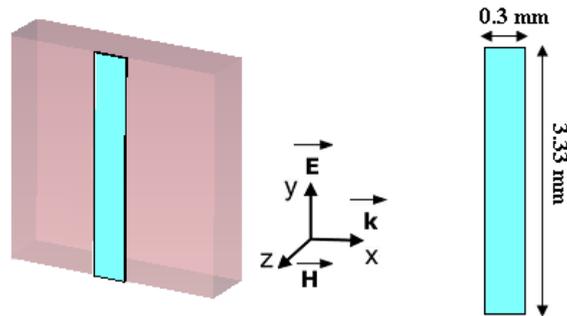


Figure 2.31 : Cellule unitaire d'une tige métallique continue avec ses dimensions.

Les coefficients de réflexion S_{11} et de transmission S_{21} calculés numériquement par les deux réducteurs *HFSS* et *CST MWS* sont illustrés sur la figure 2.32. Nous remarquons que la fréquence de plasma est $f_p = 19.27 \text{ GHz}$ tandis que les allures de phase sont monotones pour S_{11} et S_{21} (figure 2.32 (b)).

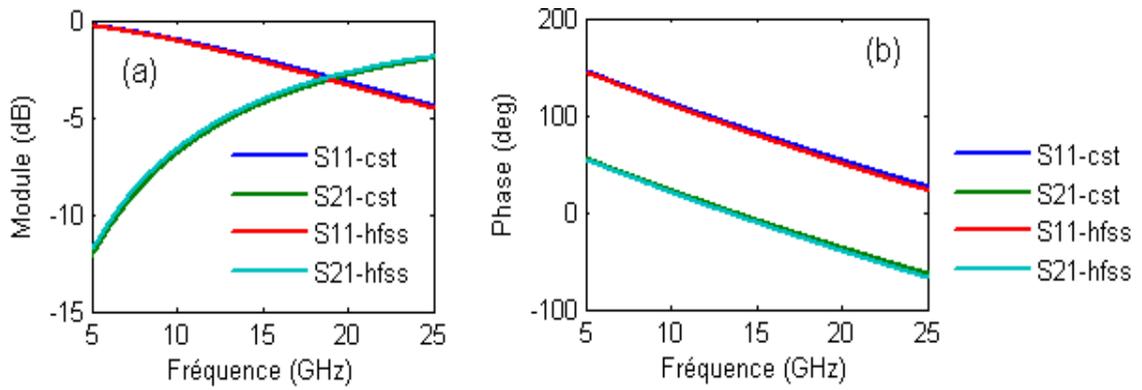


Figure 2.32 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du milieu à tiges métalliques continues.

Les paramètres effectifs calculés par la méthode d'inversion à partir des coefficients S_{11} , S_{21} sont présentés sur la figure 2.33.

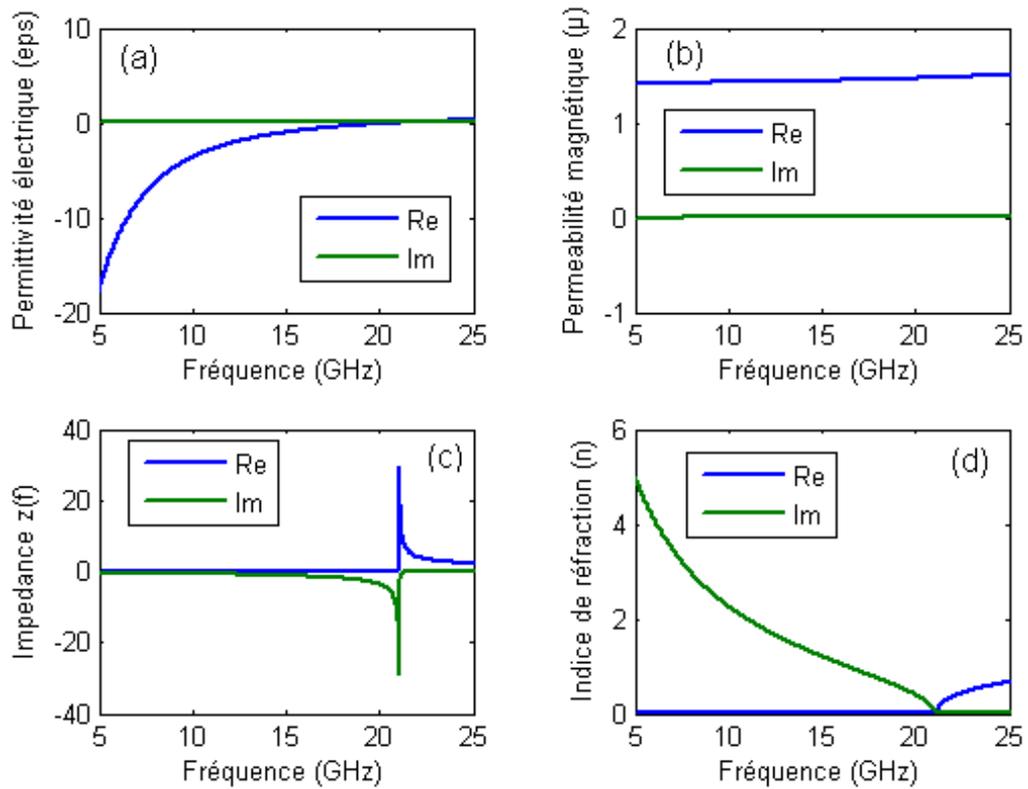


Figure 2.33 : Paramètre effectifs du milieu à tiges métalliques continues.

La permittivité en partie réelle (figure 2.33 (a)) est négative au dessous de la fréquence plasma du milieu, elle tend vers l'évolution décrite par le modèle de Drude et devient légèrement positive après. La partie imaginaire est presque nulle (de l'ordre de 10^{-3}) avec prise en compte des pertes métalliques et diélectriques du milieu.

La perméabilité effective (figure 2.33 (b)) est constante est proche de 1.5 en partie réelle, attestant de l'absence d'activité magnétique au sein du milieu. L'allure de l'impédance effective de l'onde se propageant à travers la structure, est illustrée sur la figure 2.33 (c). La partie réelle présente un saut et passe de zéro à des valeurs positives attestant de la passivité du milieu. La partie réelle de l'indice de réfraction est nulle dans la bande de fréquence (5 GHz , 21 GHz). Au dessus de 21 GHz on note un début de propagation, l'indice de réfraction présente un saut qui coincide exactement avec le saut subit par l'impédance. Les résultats de simulation ainsi obtenues montrent que le milieu à tiges métalliques continus se comporte comme un plasma artificiel qui présente une permittivité négative pour des fréquences au dessous de la fréquence plasma [8].

2.4.2 Tiges métalliques discontinues

Dans ce paragraphe, nous considérons un milieu composé de tiges métalliques discontinues, dont la cellule unitaire est représentée sur la figure 2.34. Elle est constituée d'une tige de largeur $w = 0.3\text{ mm}$, et d'une coupure de 0.6 mm . La structure est répétée avec la périodicité $P = 3.33\text{ mm}$ suivant les axes ox , oy et oz respectivement.

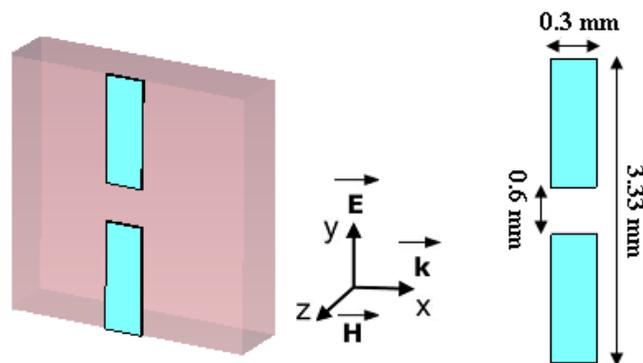


Figure 2.34 : Cellule unitaire d'une tige métallique discontinue.

Les coefficients de réflexion et de transmission sont calculés numériquement sous *CST MWS*, et sont illustrés sur la figure 2.35. Les courbes obtenues sont différentes à celles obtenues dans le cas des tiges continues. On observe la présence d'une fréquence de résonance à 22.35 GHz avec une bande interdite autour de cette fréquence. Pour cette même fréquence, le coefficient de transmission présente un saut de phase de π .

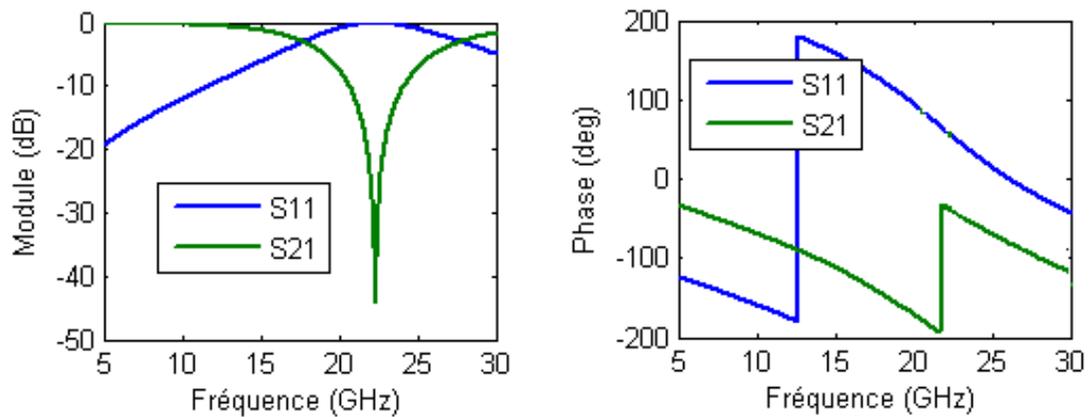


Figure 2.35 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du milieu à tiges métalliques discontinues.

Les paramètres effectifs calculés par la méthode d'inversion sont illustrés sur la figure 2.36. La perméabilité magnétique présente une partie réelle positive avec une allure anti-résonante, et une partie imaginaire prenant des valeurs négatives pour $17 \text{ GHz} < f < 22 \text{ GHz}$. A l'extérieur de cette bande de fréquence, $\text{Im}(\mu)$ est nulle et $\text{Re}(\mu)$ est proche de 1 (figure 2.36(b)). En ce qui concerne la permittivité effective, elle est résonante en partie réelle avec une allure Lorentzienne et présente des valeurs négatives dans la bande de fréquence située entre 17 GHz et 26 GHz . La partie imaginaire de ε est très élevée pour $17 \text{ GHz} < f < 20 \text{ GHz}$ (figure 2.36(a)).

L'impédance d'onde (figure 2.36(c)) présente une partie réelle nulle dans la bande de fréquence située au dessous de 27 GHz , et une partie positive assurant la passivité du milieu. Notons qu'à la fréquence de 27.85 GHz , les parties réelle et imaginaire de Z sont très élevées comme pour le cas des pistes continues. L'indice de réfraction (figure 2.36 (d)) présente une partie imaginaire non-nulle dans toute la bande interdite. La partie

réelle présente un palier de 2.5 pour $20 \text{ GHz} < f < 23 \text{ GHz}$ et elle est nulle pour $23 \text{ GHz} < f < 27 \text{ GHz}$. A l'extérieur de cette bande de fréquence, n est proche de 1.

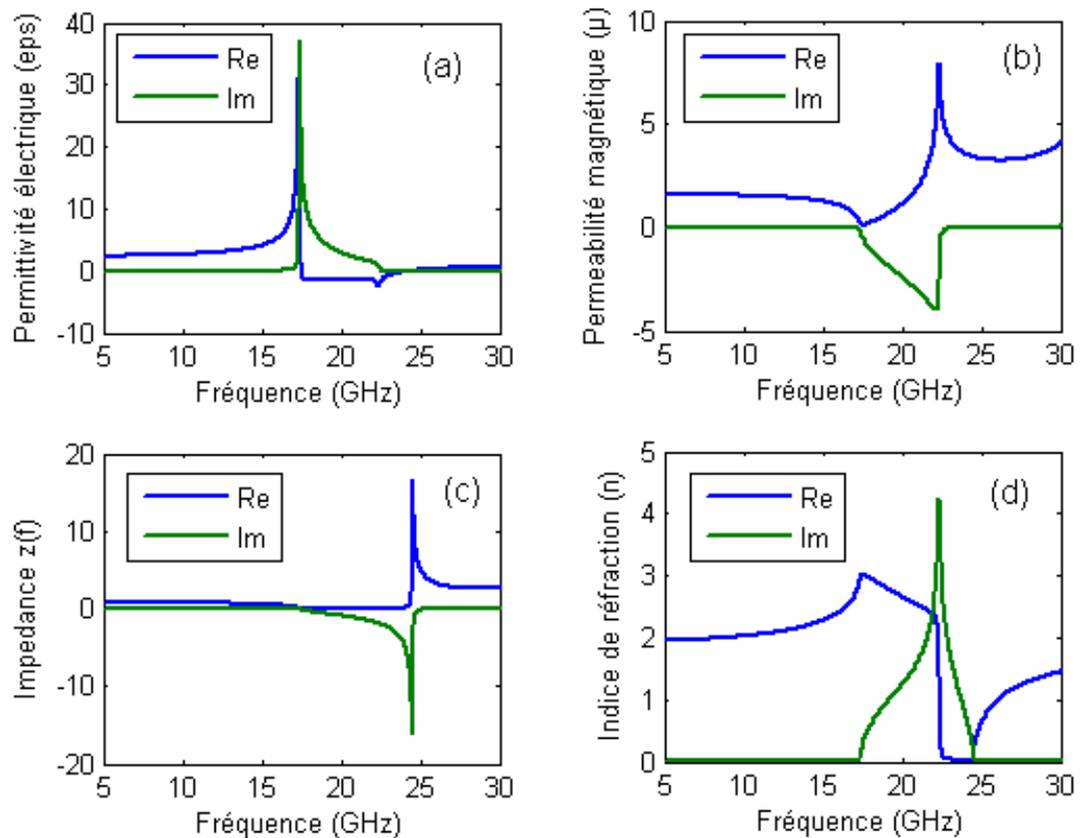


Figure 2.36 : Paramètres effectifs du milieu à tiges métalliques discontinues.

2.4.3 Variation de la largeur des tiges

Dans la présente section, une étude sur la largeur des tiges constituant le réseau est faite. La valeur nominale utilisée sur la figure 2.31 est de 0.3 mm . Dans le but de voir son influence sur la fréquence plasma et la permittivité effective du milieu, deux valeurs sont prises autour de la valeur nominale utilisée dans la section 2.4.1. Les deux valeurs considérés sont 0.2 mm , et 0.4 mm respectivement. La structure est la même que celle de la figure 2.32 sauf la largeur qui change.

La figure 2.37 (a), présente les coefficients de réflexion et de transmission en dB , pour une largeur de 0.2 mm . La fréquence plasma obtenue est $f_p = 17.43 \text{ GHz}$, inférieure à

celle présentée sur la figure 2.34 ($f_p = 19.27 \text{ GHz}$), ce qui montre que la fréquence plasma varie proportionnellement avec la largeur de la tige. La partie réelle de la permittivité est alors négative au dessous de f_p comme illustré sur la figure 2.37 (b).

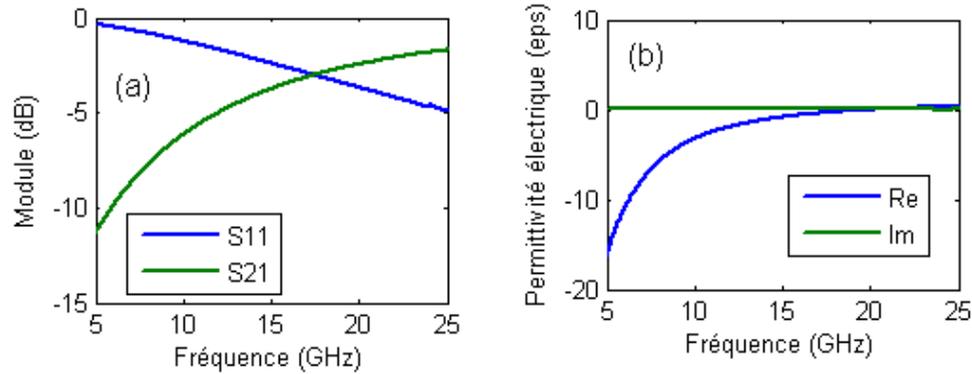


Figure 2.37 : Tige de largeur 0.15 mm

(a) : Module et phase de S_{11} et S_{21} . (b) : Re et Im de la permittivité effective.

Une autre structure est conçue en utilisant une tige continue, mais avec une largeur de 0.4 mm , permet de voir l'évolution de la fréquence de plasma avec la largeur de la tige. Cette structure présente une fréquence de plasma de 21 GHz (figure 2.38 (a)). Et comme précédemment, la permittivité en partie réelle est négative au dessous de f_p comme illustré sur la figure 2.38 (b). Nous pouvons en déduire qu'en augmentant la largeur des tiges en respectant la périodicité du réseau, f_p augmente.

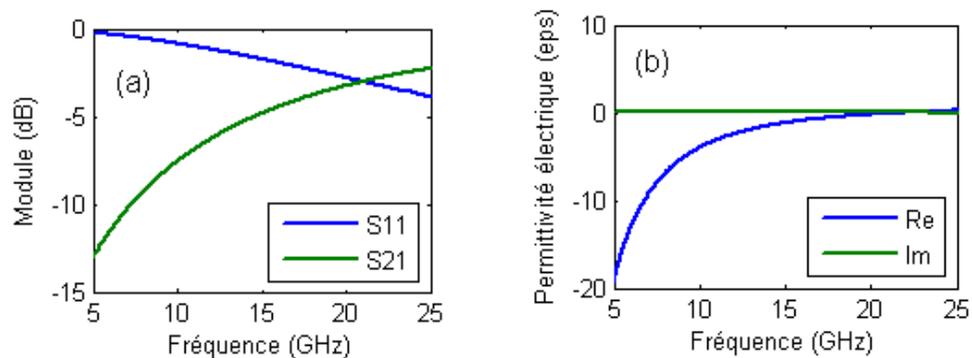


Figure 2.38 : Tige de largeur 0.35 mm .

(a) : Module et phase de S_{11} et S_{21} . (b) : Re et Im de la permittivité effective.

2.4.4 Variation de la périodicité du réseau

Dans cette partie, l'influence de la réponse électromagnétique du réseau quand la périodicité est réduite sera étudiée, en maintenant la largeur de tige pour 0.3 mm .

La structure illustrée sur la figure 2.31 reste la même sauf la période qui change ; elle passe de 0.33 mm à 0.23 mm . La fréquence de plasma obtenue pour ce type de réseau est de 32.4 GHz , et la partie réelle de la permittivité effective est négative au dessous de f_p (figure 2.39). Nous pouvons dire que la réduction de la périodicité du réseau permet une augmentation de la fréquence de plasma, car nous sommes en présence d'un réseau moins dilué de tiges métalliques.

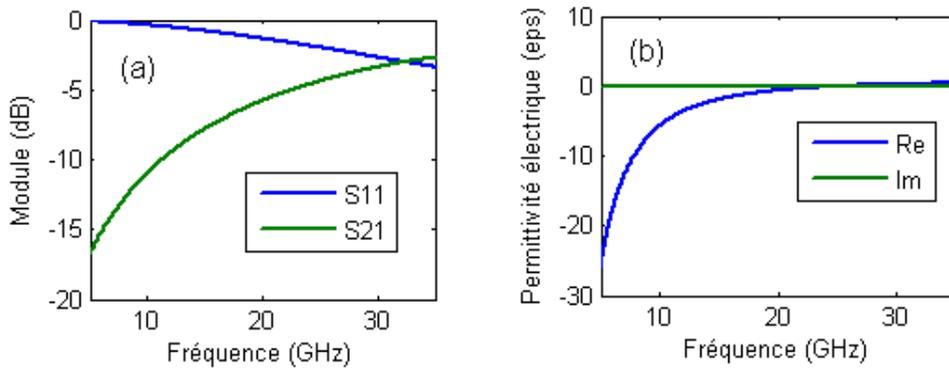


Figure 2.39 : Tige de période 0.23 mm

(a) : Module et phase de S_{11} et S_{21} . (b) : Re et Im de la permittivité effective.

2.5 Milieu constitué de tiges métalliques et de RAFs

L'association du milieu à piste métalliques continues (§ 2.4) présentant une permittivité négative avec un milieu à RAF carré (§ 2.2) présentant une perméabilité négative permet d'obtenir un milieu à indice de réfraction négatif où encore un milieu main gauche [10].

La cellule unitaire de cette structure est illustrée sur la figure 2.40. Elle est constituée d'un RAF carré imprimé sur une face d'un substrat diélectrique ($RO4003$) d'épaisseur 0.81 mm , et une tige métallique de largeur 0.3 mm placée sur l'autre face du substrat. Les dimensions géométriques de la cellule élémentaire sont $P_x = P_y = P_z = 3.33 \text{ mm}$.

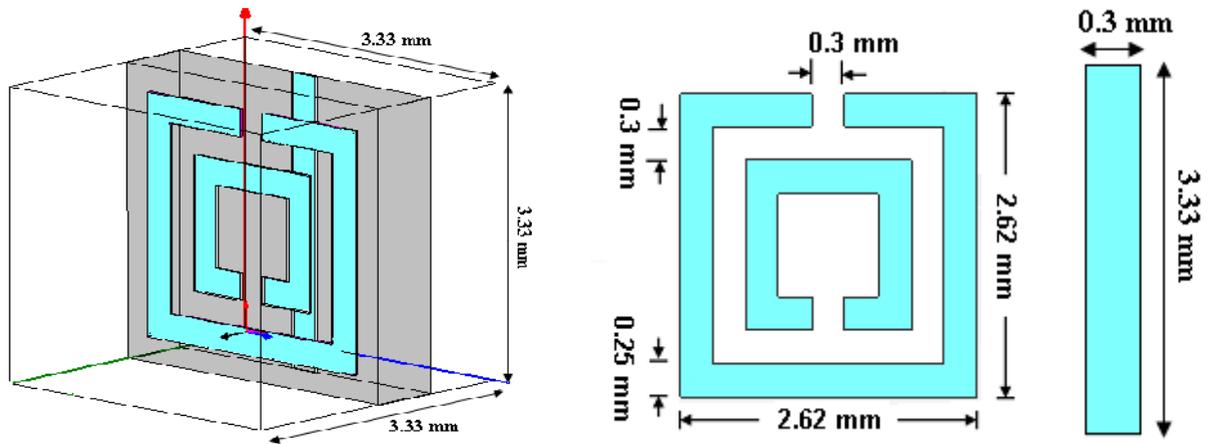


Figure 2.40 : Cellule unitaire du milieu main gauche.

Pour la simulation de cette structure sous *CSTMWS*, des conditions de murs électrique et magnétique sont appliquées respectivement selon les axes y et z respectivement. Une seule couche de la structure est considérée pour la propagation de l'onde électromagnétique. Le champ électrique est parallèle à l'axe de la tige afin d'activer la résonance électrique, tandis que le champ magnétique doit être parallèle à l'axe des anneaux afin d'assurer l'activité magnétique du RAF carré.

Les coefficients de réflexion et de transmission de la cellule unitaire calculés par *CSTMWS* sont représentés sur la figure 2.41. Le coefficient de transmission résonne à une fréquence 8.45 GHz avec une transmission de l'ordre de 39.25 dB . Cette fréquence correspond à la fréquence de résonance du RAF carré avec un léger décalage en fréquence qui est due au couplage des deux structures. Une comparaison entre les courbes des figures 2.19 et 2.42 nous montrent qu'il existe une dualité entre les paramètres S_{11} et S_{21} en module et phase. Cela signifie que le comportement du MMG est essentiellement dicté par celui des RAFs seuls.

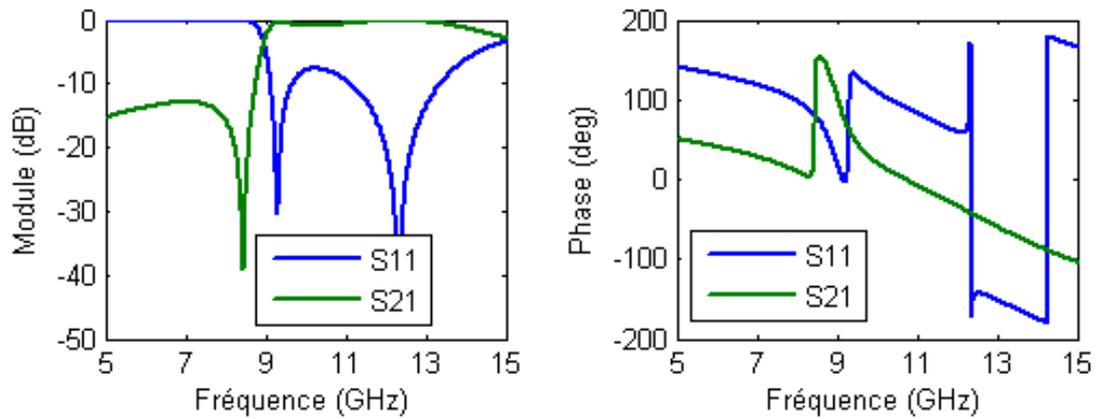


Figure 2.41 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du MMG.

Les paramètres effectifs calculés par la méthode d'inversion à partir des coefficients de réflexion et de transmission sont illustrés sur la figure 2.42.

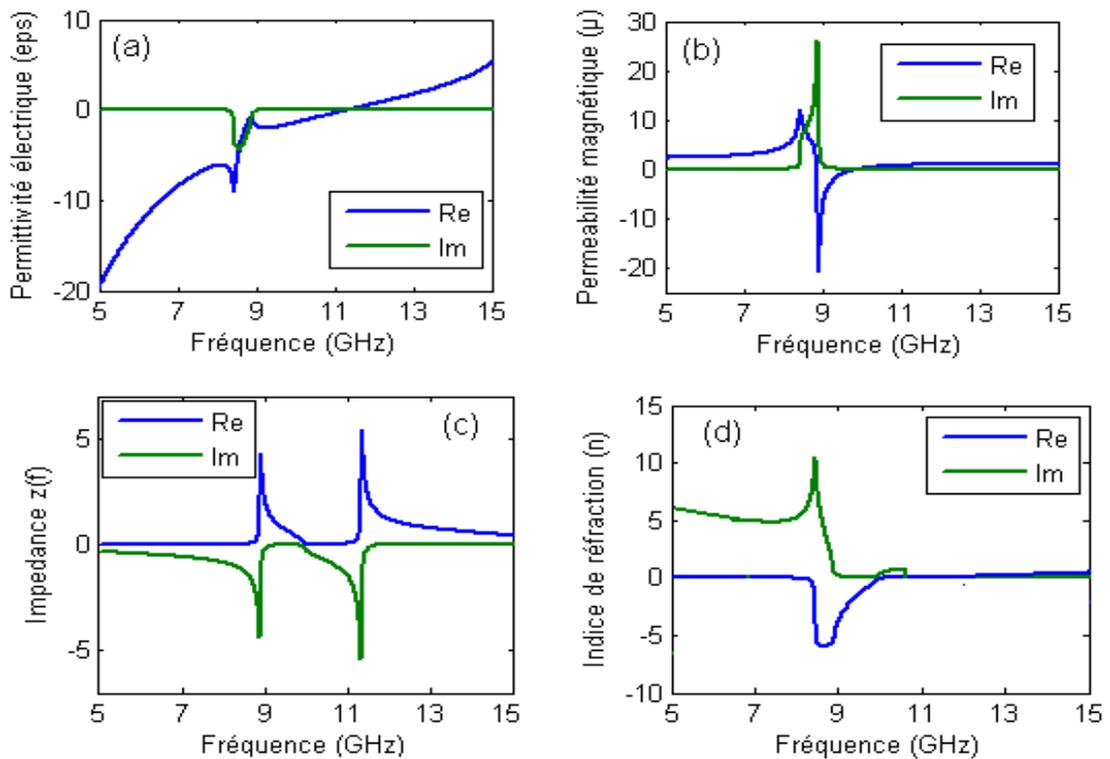


Figure 2.42 : Paramètres effectifs du MMG.

L'allure de l'impédance de l'onde se propageant à travers la structure est illustrée sur la figure 2.42 (c). Une partie réelle positive attestant de la passivité du milieu est vérifiée, elle prend des valeurs de 1 à 5.4Ω .

La permittivité du milieu présente une allure antirésonante, elle est négative en partie réelle dans la bande de fréquence située au dessous de 11 GHz . Sa partie imaginaire est négative dans la bande de fréquence entre 8.2 GHz et 9.1 GHz (figure 2.42(a)). La partie réelle de la perméabilité est résonante avec un comportement de lorentz (figure 2.42(b)) ; nous retrouvons les allures vues précédemment pour le milieu à RAF (§ 2.2.3). Elle est négative dans la bande $8.87 \text{ GHz} < f < 9.96 \text{ GHz}$. L'indice de réfraction est négatif en partie réelle dans la bande de fréquence $8.2 \text{ GHz} < f < 9.98 \text{ GHz}$, c'est la bande de fréquence où le $\text{Re}(\epsilon)$, et $\text{Re}(\mu)$ sont simultanément négatifs comme prévu par l'analyse de Smith [55] (figure 2.43).

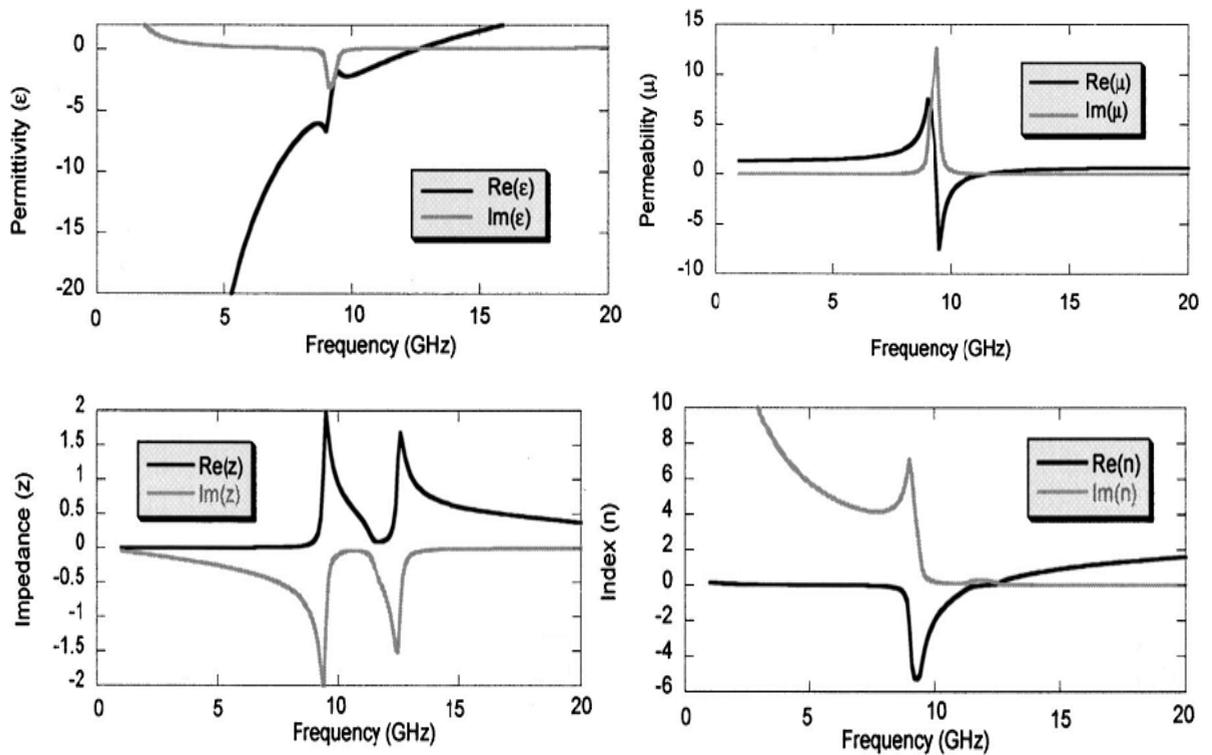


Figure 2.43 : Paramètres effectifs du MMG [55].

2.6 Résonateur en forme Ω

Le résonateur en forme Ω à été introduit pour la première fois par par Simovski [56], et à été ensuite étudié par plusieurs chercheurs [57] [58]. Ce résonateur a la particularité de présenter à la fois une permittivité et une perméabilité négative par le biais de l'anneau et des bras formant le motif Ω , constituant ainsi les propriétés d'un matériau main gauche. Dans le présent paragraphe, deux types de résonateur, seront analysés, le premier est constitué de deux éléments en Ω , tandis que le deuxième comporte un seul élément en Ω .

2.6.1 Structure en double Ω

La cellule unitaire de cette structure est constituée de deux lignes microrubans en forme Ω , disposée chaqu'une sur une face du substrat diélectrique *R04003* de façon inversée l'une par rapport à l'autre (figure 2.44 (a)).

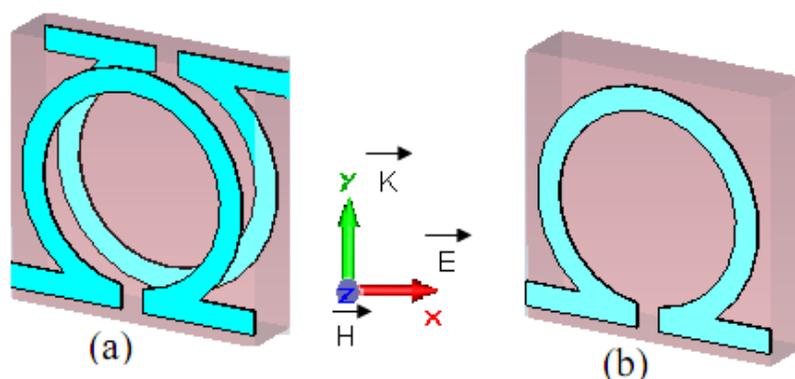


Figure 2.44 : Géométrie de la structure Ω : (a) Double Ω . (b) : Simple Ω .

La largeur de l'anneau ainsi que les tiges métalliques est de 0.25 mm . Le rayon de l'anneau formant le (Ω) est de 1.31 mm , et la largeur de la fente est de 0.3 mm , les mêmes dimensions que pour les RAFs étudiés précédemment. La procédure d'homogénéisation décrite précédemment est utilisée pour l'extraction des différents paramètres effectifs pour ce type de résonateur.

La conception de cette structure est réalisée à l'aide des simulateurs *HFSS* et *CST MWS*. Des conditions aux limites de mur magnétique et mur électrique sont appliquées

respectivement selon l'axe z et x . Le champ magnétique doit être parallèle à l'axe des anneaux afin d'assurer une activité magnétique dans le résonateur. Tandis que le champ électrique doit être parallèle aux deux bras de tiges rajoutés à l'anneau pour assurer les propriétés électrique du résonateur, et la propagation de l'onde se fait suivant l'axe des y . La simulation est faite sur une bande de fréquence entre 5 GHz et 20 GHz avec un incrément de 0.1 GHz .

Les résultats obtenus par *HFSS* et *CST MWS* sont en bon accord et montrent que le coefficient de transmission présente une résonance située à 14.40 GHz (figure 2.45), qui est du à l'effet capacitif crée par la géométrie de la structure, ainsi nous avons un simple résonateur *LC* avec une fréquence de résonance qui ne dépend que de l'inductance et de la capacité de la structure équivalente.

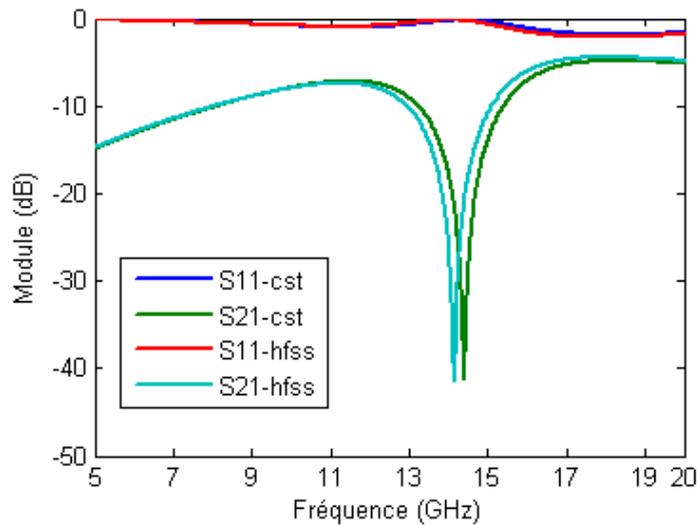


Figure 2.45 : Module de S_{11} et S_{21} du résonateur en double Ω .

L'allure de l'impédance effective de l'onde se propageant à travers la structure est illustrée sur la figure 2.46 (c). Une partie réelle positive, assurant que le milieu est passif est vérifiée. Cette partie réelle prend des valeurs allant de 0 à $28.76\ \Omega$.

Selon la théorie des métamatériaux, les partie réelle de la permittivité et de la perméabilité doivent être négative, ce qui est observé pour cette structure. Comme présenté

sur la figure 2.46 (b), la perméabilité évolue comme le model de Lorentz, elle est négative dans la bande de fréquence située entre 13 GHz et 17.5 GHz . En outre, la partie réelle de la permittivité est négative dans la gamme de fréquence située au dessous de 14 GHz , qui est la fréquence plasma électrique obtenue à partir de la simulation (figure 2.46 (a)).

La partie imaginaire de l'indice de réfraction est positive (figure 2.46 (d)) car le milieu est passif. Le fait que $\text{Im}(n)$ soit positive assure aussi que l'amplitude de l'onde électromagnétique qui se propage, décroît à l'intérieur de la structure. La partie réelle est négative sur la plage de fréquence située entre 13.1 GHz et 14.8 GHz , c'est la plage de fréquence où la permittivité et la perméabilité sont simultanément négatives.

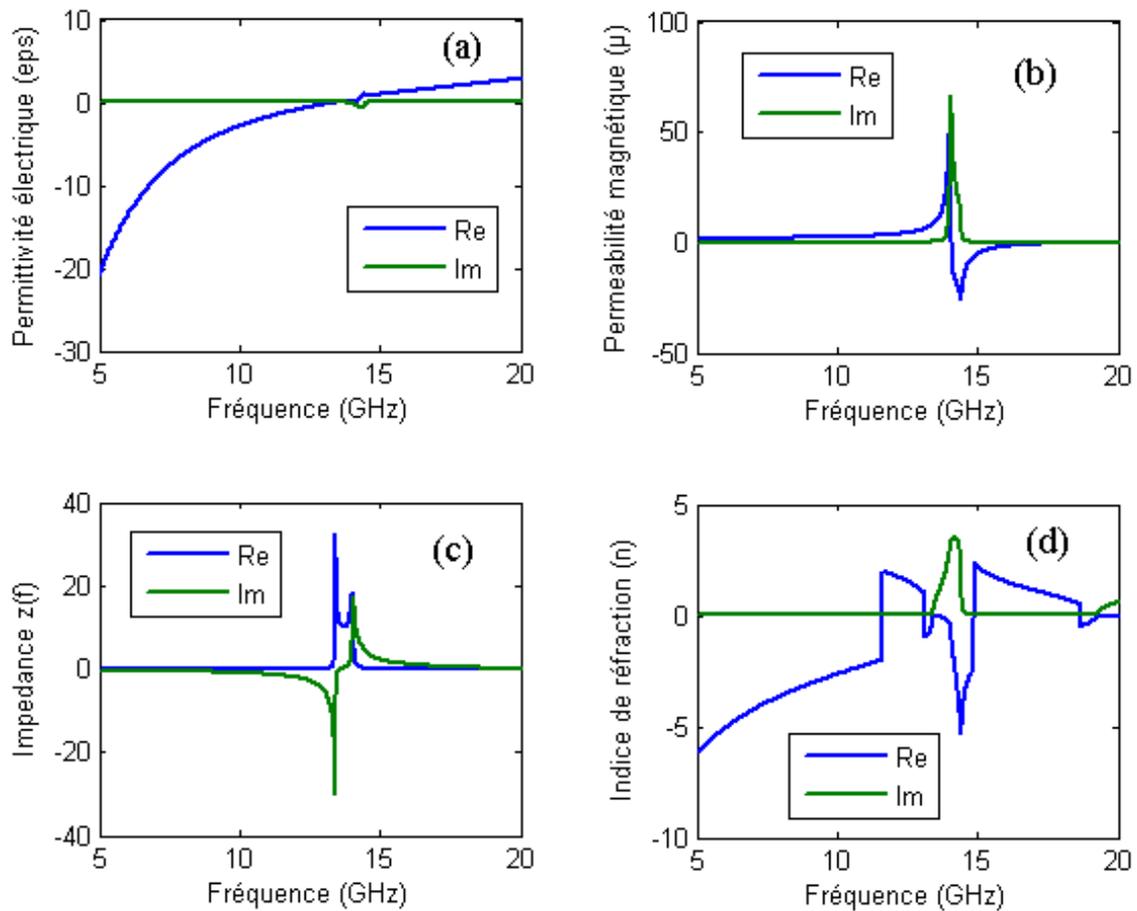


Figure 2.46 : Paramètres effectifs du résonateur en double Ω .

2.6.2 Structure en simple Ω

Afin de voir l'influence du deuxième élément constituant le double Ω , nous avons conçue la structure représentée sur la figure 2.44 (b) qui est constiuée d'un seul élément en Ω . Cette nouvelle configuration élimine donc le couplage qui existait entre les deux résonateurs.

Les paramètres S_{11} et S_{21} calculés par *CST MWS* pour cette structure sont illustrés sur la figure 2.47. On remarque que le coefficient de transmission S_{21} résone à une fréquence $f_{rés} = 20.08 GHz$ supérieure à celle de la structure double Ω . Cette augmentation en fréquence est due à la suppression du deuxième résonateur.

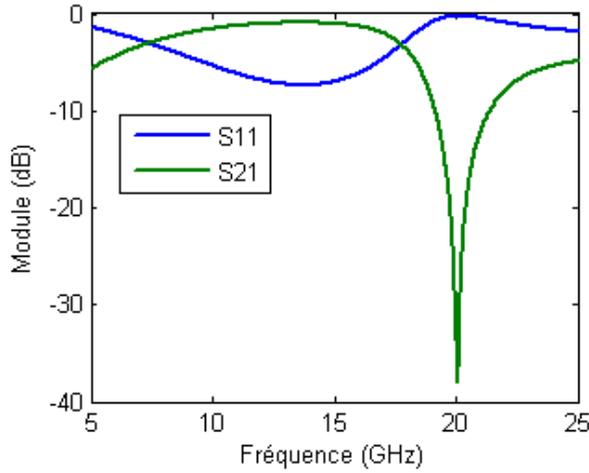


Figure 2.47 : Module de S_{11} et S_{21} du résonateur en simple Ω .

l'impédance de l'onde se propageant à travers la structure est représentée sur la figure 2.48. Sa partie réelle est positive assurant la passivité du milieu, elle prend des valeurs allant de 0 à 2.13. Les parties réelle et imaginaire des paramètres effectifs extraits de l'homogénéisation de cette structure sont illustrées sur la figure 2.49. La partie réelle de l'indice de réfraction est négative dans la bande de fréquence où la permittivité et la perméabilité sont simultanément négative. Cette bande est située entre 11.5 GHz et 20 GHz (figure 2.49 (a)).

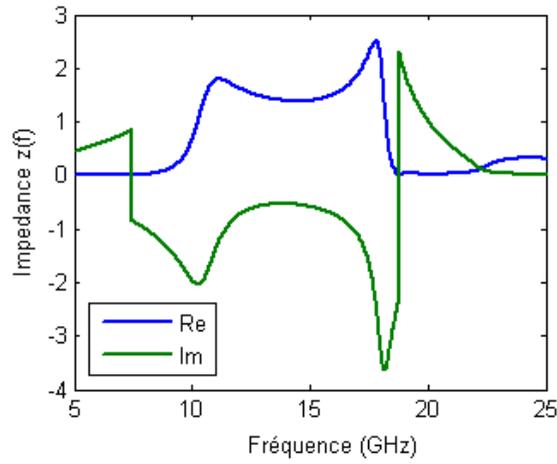


Figure 2.48 : Re et Im de l'impédance du résonateur en simple Ω .

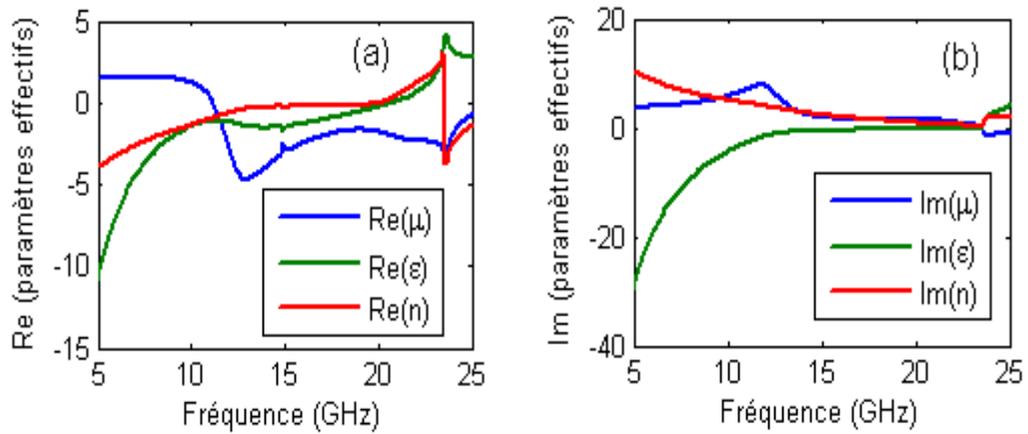


Figure 2.49 : Paramètres effectifs du résonateur en simple Ω .

Nous observons donc qu'en utilisant un seul élément, la bande passante s'élargit, produisant ainsi une large gamme de fréquence où le $\text{Re}(n)$ est négative, mais par contre, cette structure présente des pertes plus élevées puisque $\text{Im}(n)$ est de l'ordre de 10 (figure 2.49 (b)). Dans ces conditions, l'utilisation de la structure comportant deux éléments est plus adaptée.

2.7 Résonateur en forme S

Le résonateur en forme S présente les mêmes propriétés que celles du résonateur en forme Ω , c'est à dire une permittivité et une perméabilité simultanément négatives. Il a été introduit à l'origine par Prosvirnin [58], et ensuite repris par Chen et al [60]. D'autres travaux plus récents ont par la suite été publiés sur ce type de structure [35]. Comme précédemment, deux types de résonateur, seront analysés, le premier est constitué de deux éléments en S , tandis que le deuxième comporte un seul élément en S .

2.7.1 Structure en double S

La cellule unitaire pour ce type de résonateur est représentée sur la figure 2.50 (a). Elle est constituée de deux lignes microrubans en cuivre de forme S disposées chacune sur une face du substrat $RO4003$ de façon opposée.

La largeur de la métallisation est de 0.25 mm , et la longueur du côté du résonateur est de 2.62 mm . La procédure d'homogénéisation décrite précédemment est bien adaptée pour l'extraction des paramètres effectifs de ce type de résonateur, à condition de respecter les deux conditions suivantes :

- * La partie réelle de l'impédance, $\text{Re}(z)$, est positive assurant la passivité du milieu.
- * La partie imaginaire de l'indice de réfraction, $\text{Im}(n)$ est positive, assurant que l'amplitude de l'onde décroît à l'intérieur de la structure.

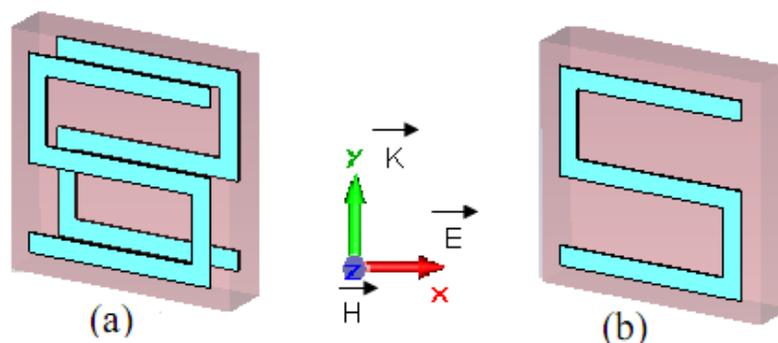


Figure 2.50 : Géométrie de la structure S : (a) Double S . (b) : Simple S .

La conception de cette structure est réalisée sous *CST MWS*. Comme précédemment, des conditions aux limites de mur magnétique et mur électrique sont appliquées respectivement selon l'axe z et x . Le champ magnétique doit être perpendiculaire au plan de la structure afin d'assurer une activité magnétique dans le résonateur. La simulation est faite sur une bande de fréquence entre 5 GHz et 40 GHz avec un incrément de 0.1 GHz .

Les coefficients de réflexion et de transmission calculés par *CST MWS* sont présentés sur la figure 2.51. Le paramètre S_{21} présente deux fréquences de résonance électrique et magnétique situées à 8.11 GHz et à 15.57 GHz respectivement. Dans la bande de fréquence située entre 8.39 GHz et 11.75 GHz , et dans une bande étroite autour de 32.3 GHz , le coefficient de réflexion est presque nul, et donc tout le signal injecté est transmis à travers la structure.

L'allure de l'impédance effective de l'onde se propageant à travers la structure est illustrée sur la figure 2.52. Une partie réelle positive, assurant que le milieu est passif, est vérifiée. Cette partie réelle prend des valeurs allant de 0 à $4\ \Omega$.

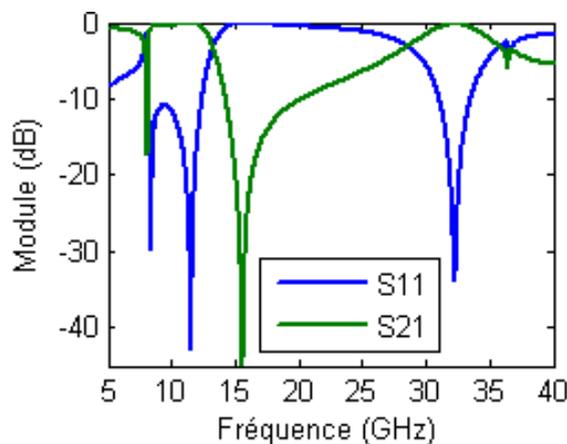


Figure 2.51 : Module de S_{11} et S_{21} du résonateur en double S .

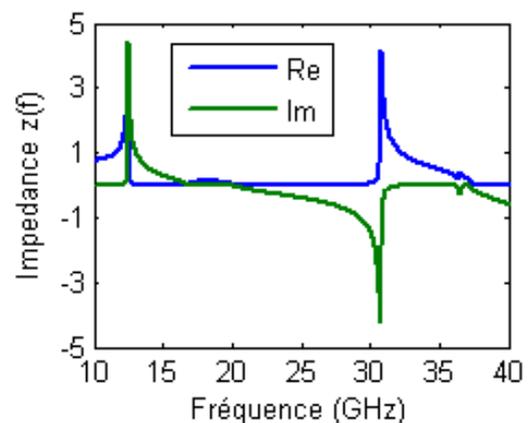


Figure 2.52 : Re et Im de l'impédance du résonateur en double S .

Les parties réelles et imaginaires de la permittivité, la perméabilité et l'indice de réfraction sont représentés sur la figure 2.53.

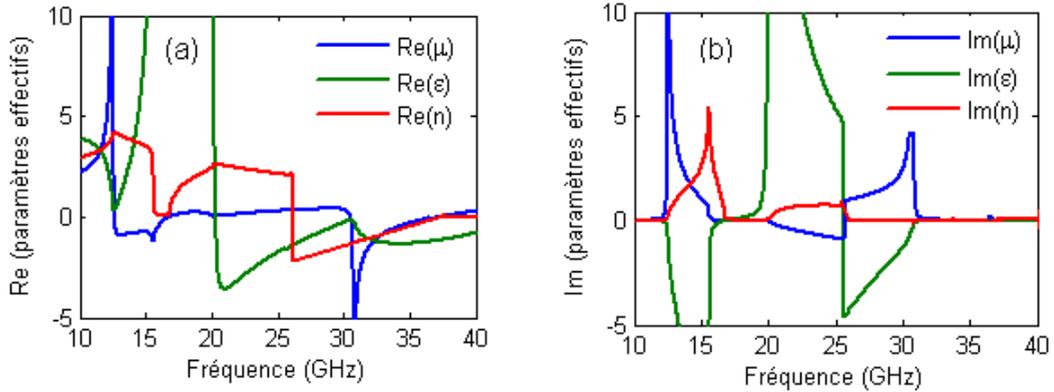


Figure 2.53 : Paramètres effectifs du résonateur en double S .

La partie réelle de l'indice de réfraction est négative dans la bande de fréquence entre 26 GHz et 40 GHz , mais dans la bande (26 GHz , 30.5 GHz) une partie réelle de la perméabilité positive est observée. Dans ces conditions, on ne peut pas utiliser cette dernière bande de fréquence, par contre on peut avoir une partie réelle de l'indice qui est négative dans la bande de fréquence où les parties réelles de la permittivité et la perméabilité sont simultanément négative. Cette bande de fréquence s'étend de 30.1 à 37.35 GHz .

2.7.2 Structure en simple S

Comme pour le résonateur Ω . Nous faisons une étude de la structure avec un seul élément en S au lieu de deux éléments, afin de voir l'influence du couplage ramené par le deuxième élément de la figure 2.50 (a). Les paramètres S_{11} et S_{21} calculés par *CST MWS* pour cette structure sont illustrés sur la figure 2.54. D'après la courbe de S_{21} , nous observons trois pics d'absorption situés à 10.99 GHz , 18.31 GHz , et 31.85 GHz respectivement. Tout le signal est transmis dans la plage de fréquence située entre 11.2 GHz et 14.2 GHz , et dans une bande étroite de fréquence autour de 36 GHz . Si on observe l'allure de l'impédance effective (figure 2.55), on remarque qu'elle est similaire à celle de la structure double S , avec un décalage vers les hautes fréquences d'environ 3 GHz .

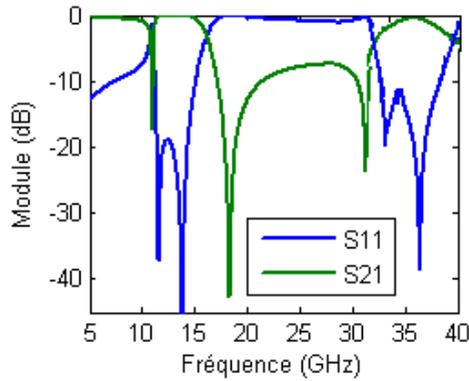


Figure 2.54 : Module de S_{11} et S_{21} du résonateur en simple S .

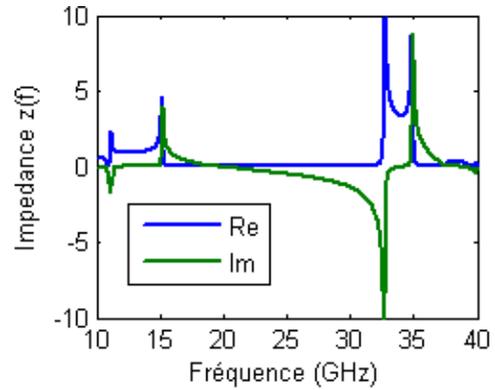


Figure 2.55 : Re et Im de l'impédance effective du résonateur en simple S .

Les parties réelles et imaginaires de la permittivité, la perméabilité et l'indice de réfraction sont représentées sur la figure 2.56. La partie réelle de l'indice de réfraction est négative dans la bande étroite de fréquence localisée entre 32.4 GHz et 35 GHz .

Si nous comparons les deux résonateurs en forme S , nous observons que la présence du deuxième élément apporte plus d'effet capacitif, diminuant ainsi la fréquence de résonance de la structure. De ce fait, la structure en double S présente un indice négatif à des fréquences plus basses que la structure en simple S .

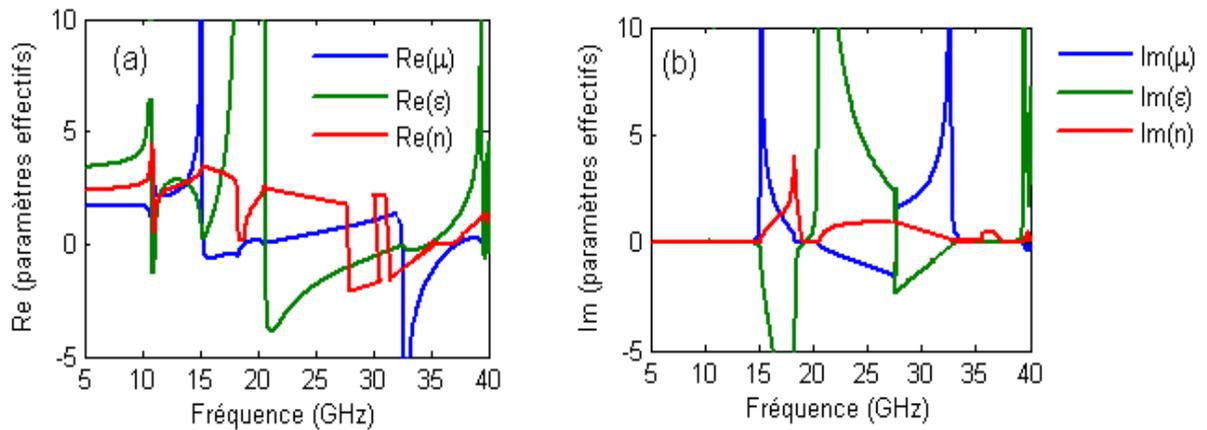


Figure 2.56 : Paramètres effectifs du résonateur en simple S .

2.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'étude des paramètres effectifs des différents éléments constituant le *MMG*. Les principales conclusions peuvent être résumées comme suit :

* L'analyse des propriétés électromagnétique des structures résonantes, à mis en évidence une bande de fréquence où les paramètres effectifs ont un comportement anormal : dans le cas d'un composite magnétique résonant, la partie réelle de permittivité effective est anti-résonante et la partie imaginaire est positive. Ce comportement se justifie par le fait que le champ électrique est parallèle aux fentes. Nous avons aussi présenté les résonateurs BC-SRR qui permettent d'enlever la bianisotropie existant dans le cas du RAF et d'abaisser sa fréquence de résonance.

* L'étude paramétrique faite sur le RAF carré a montré que la fréquence de résonance est inversement proportionnelle à la largeur de piste en cuivre formant les anneaux du RAF. Donc, si nous augmentons la largeur de piste, nous pouvons nous attendre à ce que la résonance ait lieu à une fréquence inférieure. Cette étude paramétrique nous a montré que la fréquence de résonance est inversement proportionnelle à la largeur de la piste en cuivre formant les anneaux du RAF.

* La taille de l'ouverture des anneaux n'a pas une grande influence sur la réponse fréquentielle du RAF. La capacité qui est créée au sein de cette ouverture reste faible par rapport à celle créée entre les deux anneaux. La fréquence de résonance varie proportionnellement avec la taille de l'ouverture des anneaux.

* L'étude des deux milieux de tiges continues et discontinues nous a permis de mettre en évidence une permittivité effective négative dans toute la bande en dessous de la fréquence de plasma ou de coupure pour les milieux à tiges continues contrairement aux tiges discontinues où la permittivité est négative dans une bande étroite.

* L'association du milieu à piste métalliques continues présentant une permittivité négative avec un milieu à RAF carré présentant une perméabilité négative a permis d'obtenir un milieu à indice de réfraction négatif ou encore un milieu main gauche.

* La dernière partie de ce chapitre était consacrée à l'étude de deux structures, présentant simultanément une permittivité et une perméabilité effective négatives, à savoir le résonateur en forme Ω et le résonateur en forme S .

Dans le chapitre suivant, nous allons nous intéresser à la conception d'une nouvelle structure métamatériaux basée sur une géométrie hexagonale présentant de meilleures performances notamment en termes de dimensions électriques.

Chapitre III

Etude du Résonateur en Anneau Fendu Anneau Fendu Hexagonal

Chapitre 3

Etude du Résonateur en Anneau Fendu Hexagonal

3.1 Introduction

Le RAF circulaire introduit par Pendry constitue l'élément de base pour la conception du matériau main gauche. Dans ce contexte, plusieurs travaux théoriques et expérimentaux ont été étudiés par les chercheurs sur les métamatériaux et leurs applications potentielles, dont le but était de concevoir de nouvelles structures du RAF présentant une perméabilité négative dans différents domaines du spectre électromagnétique en se basant sur différentes formes de résonateurs, en particulier, la forme Ω , la forme U , la forme V ainsi que d'autres géométries. Compte tenu des structures connues, une nouvelle structure métamatériau basée sur une géométrie hexagonale du RAF a fait l'objet de quelques études dans la littérature, dont la première était réalisée par Zhang et al [61] où il a vérifié expérimentalement le caractère main gauche pour ce type de métamatériau. Dans ce chapitre, notre but est de concevoir une nouvelle structure à perméabilité artificielle basée sur une géométrie hexagonale, ayant de meilleures performances, notamment en termes de dimensions électriques.

Dans un premier temps, on s'intéresse à déterminer les propriétés électromagnétiques

du résonateur en anneau fendu hexagonal (Hexagonal Split Ring Resonator (HSRR)) à partir des calculs numériques. La procédure d'homogénéisation décrite dans le premier chapitre sera utilisée pour l'extraction des paramètres effectifs du milieu. Une alternative à cette structure dans les fréquences térahertz sera aussi introduite. Nous décrivons par la suite la particule constituée par l'assemblage des deux structures du RAFH et la structure du RAFH avec un couplage Brodside (BC-HSRR), ce qui donne la structure du double-side *HSRR* (*DHSRR*). Ce milieu sera alors étudié d'une manière comparative avec les milieux *HSRR* et *BC-SRR*. Nous verrons que cette nouvelle structure présente une fréquence de résonance plus faible que celles des deux autres milieux conduisant ainsi à une réduction en termes de dimensions électriques, ce qui est important pour la conception des structures métamatériaux et leurs utilisation dans la miniaturisation des dispositifs dans le domaine des microondes, des térahertz et en optique.

3.2 Géométrie de la structure HSRR

Le Résonateur en Anneau Fendu de géométrie hexagonale (*HSRR*) a été étudié expérimentalement par Zhang et al pour un fonctionnement en bande *X* [61]. Dans le but de valider les résultats obtenus pour ce type de résonateur, et de vérifier la présence d'une bande de perméabilité négative, nous avons conçu la structure présentée sur la figure 3.1 sous les deux logiciels de simulation électromagnétique *CST MWS* et *HFSS*.

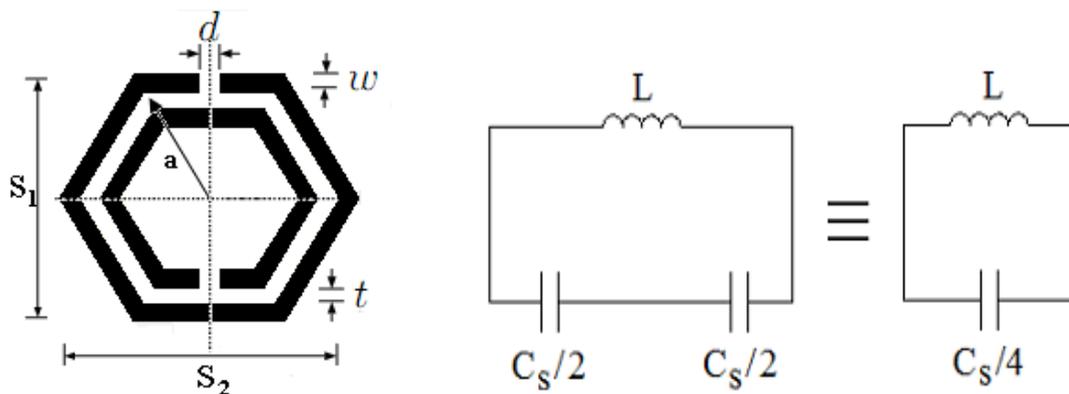


Figure 3.1 : Géométrie du *HSRR*, et son circuit équivalent.

La cellule unitaire est composée de deux anneaux métalliques en cuivre de forme hexagonale, imprimés sur une face d'un substrat diélectrique (*RO4003*) de permittivité 3.55, et d'épaisseur $h = 0.81 \text{ mm}$. L'épaisseur de la métallisation est de 0.035 mm , les longueur des côtés de l'anneau externe (S_1) = 2.5 mm , et (S_2) = 3 mm . La largeur de la coupure des anneaux (d) est de 0.2 mm , la largeur de la métallisation (w) est de 0.2 mm , et l'espacement entre les deux anneaux (t) est de 0.15 mm .

En effet, si l'on applique un champ magnétique externe de pulsation ω perpendiculaire au plan de la cellule, une force électromotrice sera induite autour des *HSRR*. Pour des dimensions du SRR petites devant la longueur d'onde, la réponse de la cellule peut être considérée comme étant quasi-statique. La forte capacitance qui existe entre les anneaux fait que les lignes de courant passent d'une boucle à l'autre. Avec ce modèle quasi-statique, nous pouvons assimiler simplement le fonctionnement de cette particule à celui d'un circuit électrique *LC* excité par une f.e.m externe. Ce circuit est montré sur la figure 3.1. La pulsation de résonance du circuit est donnée par [51] :

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}},$$

où L est l'inductance du résonateur.

$C = \frac{C_s}{4}$ représente essentiellement la capacitance entre les deux anneaux,

$\frac{C_s}{2}$ représente la capacité correspondante à chacune des deux moitiés du RAF.

C_s est défini par : $C_s = 2\pi a c_{pul}$, où c_{pul} est la capacité par unité de longueur entre les deux anneaux formant le résonateur, et a est le rayon effectif.

A la fréquence de résonance, l'énergie électrique stockée dans le condensateur C est égale à l'énergie magnétique stockée dans l'inductance L . Rappelons que le rôle des fentes (coupures) est uniquement de créer une répartition non-uniforme des charges. C'est cette répartition qui permet ensuite l'obtention d'une capacité maximale entre les deux anneaux. La capacité C sera donc assimilée à la capacitance entre deux boucles coplanaires.

Pour la simulation d'un réseau de RAFs sous *CST MWS*, des conditions aux limites de murs électriques et magnétiques sont appliquées selon y et z respectivement. Ainsi, une seule couche de la structure est considérée pour la propagation de l'onde électromagnétique suivant l'axe des x . La structure est répétée avec une périodicité de 3.33 mm suivant les directions de x , y , et z respectivement.

Dans cette partie, quatre configurations sont considérées. Ces configurations sont déterminées par rapport aux orientations possibles des structures des RAF. Deux des quatre configurations consistent à placer le RAFH de telle sorte que le champ magnétique \vec{H} pénètre à travers les anneaux formant le RAFH. Et, parmi ces deux configurations, il y en a une où le champ électrique \vec{E} respecte la symétrie du RAFH. L'illustration de ces quatre configurations est donnée sur la figure 3.2, dont l'analyse se fait en quatre parties :

La première consiste à placer le RAFH dans le plan xoy . Dans cette configuration, il existe deux cas :

- a) Le champ magnétique \vec{H} est dirigé *suivant l'axe des anneaux*, afin d'assurer une activité magnétique dans le RAFH, et le champ électrique \vec{E} est orienté perpendiculairement aux deux ouvertures du RAF (1^{er} cas).
- b) Le champ magnétique \vec{H} est dirigé *suivant l'axe des anneaux*, et le champ électrique \vec{E} est orienté parallèlement aux deux ouvertures des anneaux (2^{ème} cas).

La deuxième consiste à placer le RAFH dans le plan $yozy$. Il existe ici aussi deux cas :

- c) Le champ magnétique \vec{H} est perpendiculaire à *l'axe des anneaux*, de même pour le champ électrique \vec{E} qui est perpendiculaire aux fentes des anneaux (3^{ème} cas).
- d) Le champ magnétique \vec{H} est perpendiculaire à *l'axe des anneaux*, tandis que le champ électrique \vec{E} est parallèle aux fentes des deux anneaux (4^{ème} cas).

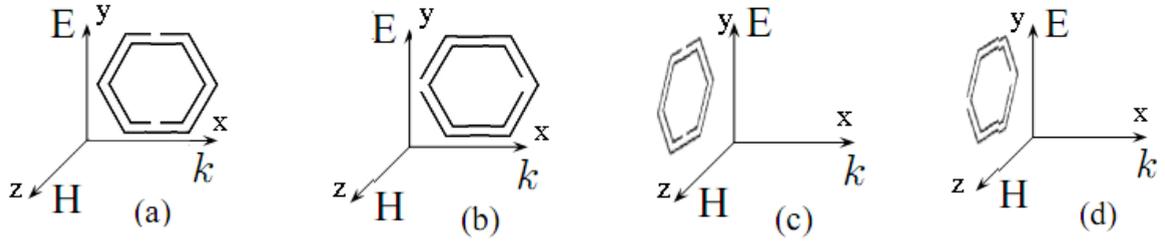


Figure 3.2 : Les quatre configurations possibles du *RAF* hexagonal (*HSRR*).

L'application d'une onde électromagnétique sur les structures résulte en la création d'un courant induit dans les deux anneaux concentriques. Ce courant est dû soit au champ électrique soit au champ magnétique, ou même une combinaison des deux. Le paramètre S_{21} sera donc présenté afin de montrer la valeur obtenue pour la fréquence de résonance des structures conçues. Les parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective du milieu seront extraites dans la bande de fréquences $[5 \text{ GHz}, 15 \text{ GHz}]$ à partir de la procédure d'homogénéisation décrite dans le premier chapitre.

Les courbes de transmission calculées par *HFSS* et *CST* pour les quatre configurations définies précédemment sont présentées sur la figure 3.3.

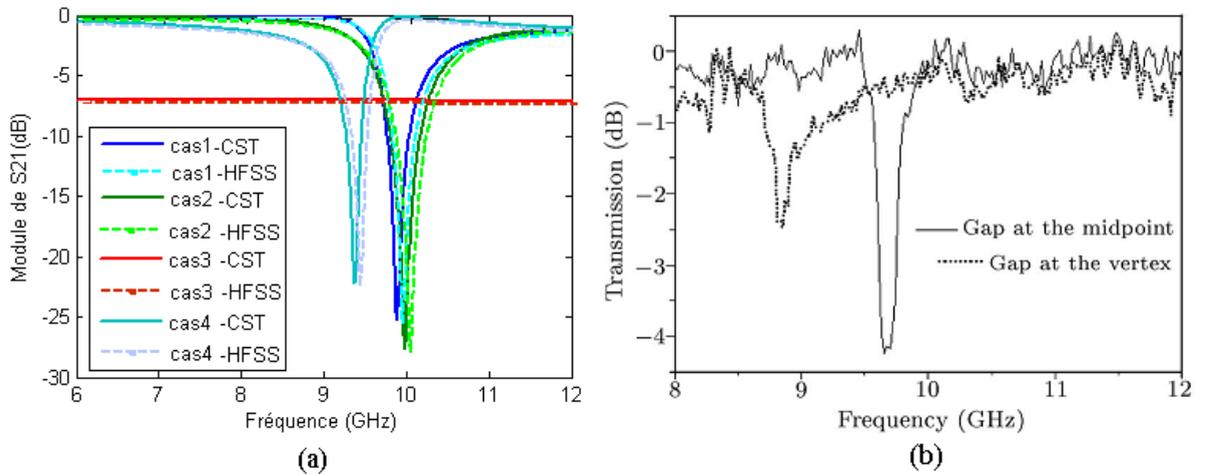


Figure 3.3 : (a) : Courbes de transmission des quatre configurations du *HSRR*.

(b) : Courbe de transmission du *HSRR* [61].

Les résultats obtenus sont en bon accord et montrent un comportement coupe-bande étroit est observé pour les cas 1, 2 et 4. Par contre, dans le troisième cas, la structure ne présente aucun effet sur la transmission des ondes.

La fréquence de résonance du RAF hexagonal dans le premier cas est de $9,89 \text{ GHz}$ et la transmission correspondante est de -25.3 dB avec une bande qui s'étend de 9.5 à 10.5 GHz , ce qui est en bon accord avec les résultats expérimentaux en fréquence de la référence [61] représentés sur la figure 3(b).

Dans le deuxième cas, la résonance a lieu à $9,98 \text{ GHz}$ et l'atténuation est de -27.63 dB avec une bande plus large que celle du premier cas. La résonance du quatrième cas est de 8.53 GHz et l'atténuation est de 21.09 dB .

Lorsque le champ magnétique est perpendiculaire à l'axe des anneaux (cas 3, et 4), il ne pénètre pas à travers la structure. De ce fait, il ne contribue pas aux courants induits dans le *RAF*. Nous pouvons ainsi affirmer que les courants induits sont seulement dus au champ électrique comme illustré sur la figure 3.4. Cette figure montre que :

* Dans le quatrième cas, le champ électrique \vec{E} excite le mode des coupures du RAF. Ainsi, les charges de signes opposés s'accumulent aux deux extrémités de chaque anneau (figure 3.4-a) et donc, le champ \vec{E} intense créé dans la coupure contribue à la résonance.

* Dans le troisième cas, les coupures des anneaux ne sont pas excitées (le champ électrique est perpendiculaire aux fentes). Dans ces conditions, une accumulation de charges de mêmes signes s'accumulent au niveau des extrémités des anneaux (figure 3.4-b). Il n'y a pas donc de création du champ électrique au niveau de la coupure et aucune transmission dans la structure n'a lieu.

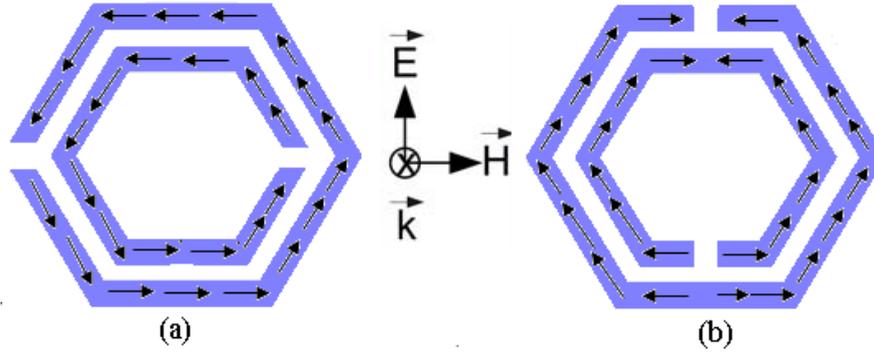


Figure 3.4 : Directions des courants induits pour les cas 3 et 4.

Dans le premier, et le deuxième cas, le champ magnétique \vec{H} pénètre à travers les deux anneaux générant ainsi des courants qui circulent sur ceux-ci. Suite à la présence des coupures, ces courants disparaissent au niveau des fentes ainsi des charges de signes opposés s'accumulent aux deux extrémités des anneaux donnant naissance à un champ électrique intense dans la coupure. C'est pour cette raison qu'une double résonance est observée dans le deuxième cas, où l'amplitude de la résonance est légèrement plus élevée par rapport au premier cas puisque nous sommes en présence d'une contribution de deux couplages, électrique et magnétique. Le couplage électrique est dû à l'excitation du mode des coupures et le couplage magnétique provient du champ magnétique qui est orienté parallèlement à l'axe des anneaux.

En résumé, on peut dire que la résonance observée dans *le premier cas* est due au couplage magnétique, alors que dans *le quatrième cas*, elle est due au couplage électrique. Dans le *deuxième cas*, elle est due à une contribution des couplages électrique et magnétique. Par contre, dans *le troisième cas*, il n'y a pas de résonance car il n'existe ni de couplage magnétique ni électrique.

Notons que la fréquence de résonance des trois cas est légèrement différente l'une par rapport à l'autre. Cette différence est particulièrement due au type de couplage ayant lieu dans chaque cas de configuration du *RAFH*. Pour le deuxième cas, l'absorption de l'onde par le milieu est plus grande que celle du premier cas car nous sommes en présence des deux couplages ; électrique et magnétique.

Les variations des parties réelle et imaginaire de la perméabilité et de la permittivité effectives calculées à partir du modèle de réflexion-transmission du premier cas sont illustrés sur la figure 3.5. La partie réelle de la permittivité est positive (figure 3.5(a)), tandis que celle de la perméabilité est négative dans une bande étroite de fréquence située entre 9.7 GHz et 10.6 GHz avec des valeurs variant de 0 à -7 (figure 3.5(b)). En dehors de cette bande, $\text{Re}(\mu)$ est positive.

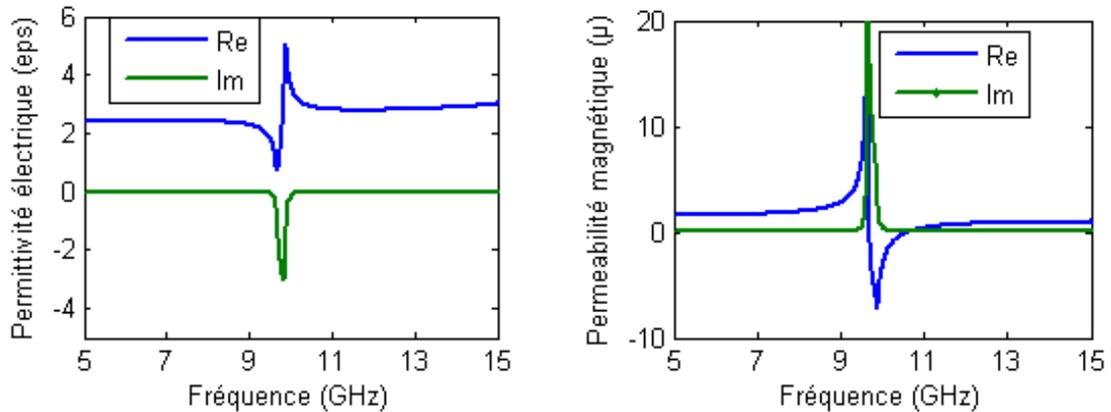


Figure 3.5 : *HSRR* avec $\vec{H} //$ à l'axe des anneaux et $\vec{E} \perp$ fentes :

(a) : Re et Im de ε . (b) : Re et Im de μ .

Dans le deuxième cas, on est à la présence d'un couplage magnétoélectrique donc on doit s'attendre à deux types de réponses négatives; une qui est due à la résonance électrique, et l'autre due à la résonance magnétique, ce qui est illustré sur la figure 3.6. La partie réelle de la permittivité est négative dans une bande étroite de fréquence située entre 9.6 et 10.1 GHz (figure 3.6(a)). De même pour la perméabilité qui est négative en partie réelle autour de la fréquence de résonance (fig 3.6(b)).

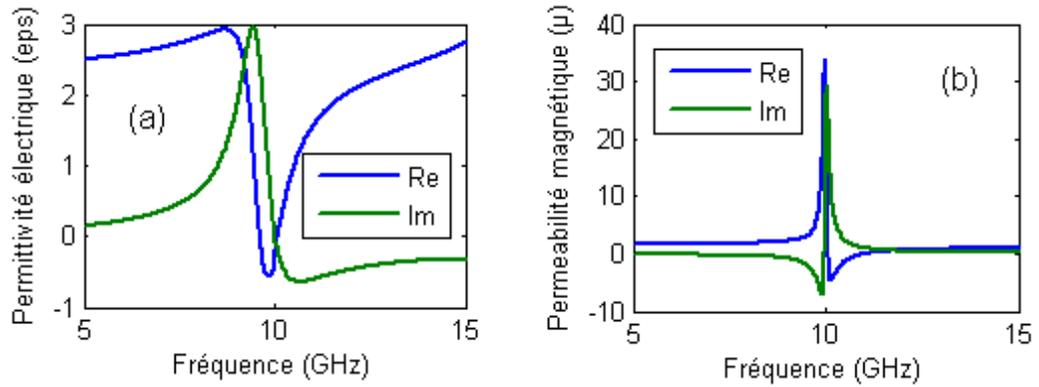


Figure 3.6 : *HSRR* avec $\vec{H} //$ à l'axe des anneaux et $\vec{E} //$ fentes :
 (a) : Re et Im de ε . (b) : Re et Im de μ .

Dans le troisième cas, on a pas de résonance. La conséquence, est que l'on a absence de bandes négatives dans ce genre de structure (figure 3.7).

Dans le dernier cas, on a pas de résonance magnétique, par contre, la résonance électrique est présente due à l'excitation du champ \vec{E} des coupures des anneaux. On se retrouve donc avec une bande de permittivité négative qui s'étend de 9.3 à 9.7 GHz.

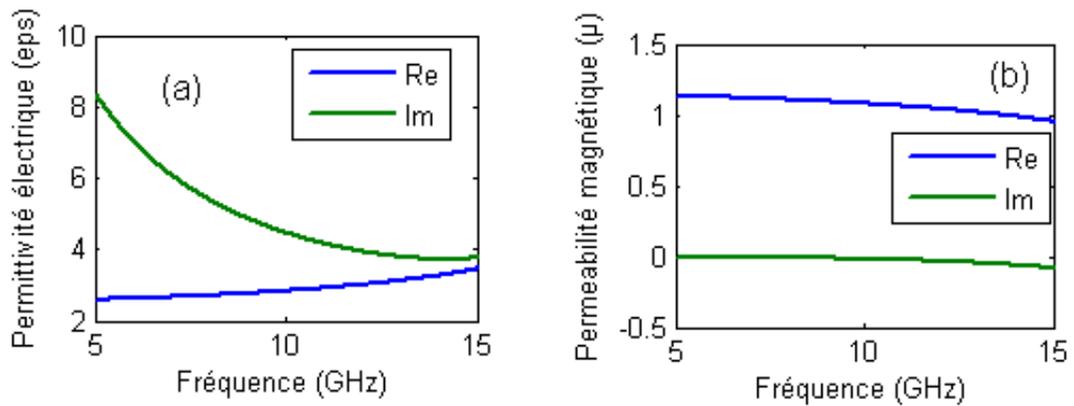


Figure 3.7 : *HSRR* avec $\vec{H} \perp$ à l'axe des anneaux et $\vec{E} \perp$ fentes :
 (a) : Re et Im de ε . (b) : Re et Im de μ .

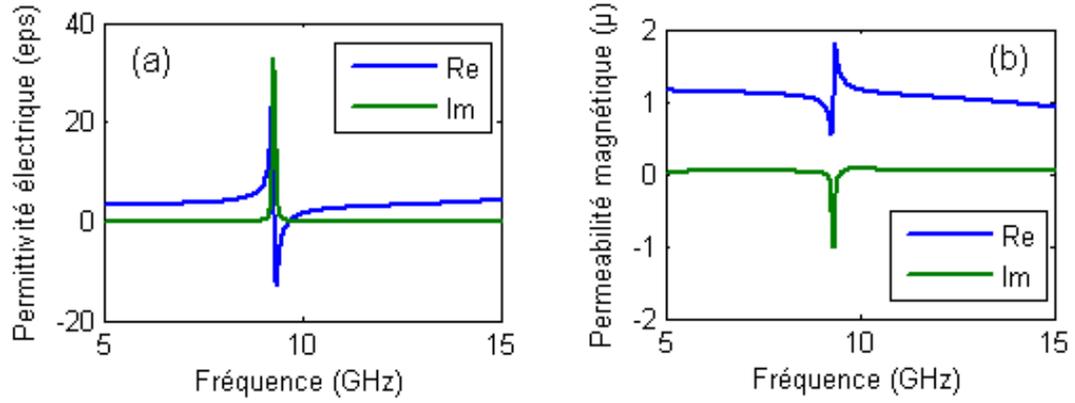


Figure 3.8 : *HSRR* avec $\vec{H} \perp$ à l'axe des anneaux et $\vec{E} //$ fentes :
 (a) : Re et Im de ε . (b) : Re et Im de μ .

3.3 Etude des différentes Structures du RAFH

La présente section se rapporte à la simulation et l'analyse des différentes structures du résonateur en anneau fendu hexagonal tel que le *RAFH* à un seul anneau et celui qui se compose de deux anneaux.

En effet, la fabrication du RAF est difficile pour un fonctionnement à des fréquences plus élevées que celles des micro-ondes. Si la fréquence de fonctionnement augmente, la taille du RAF devrait être réduite ce qui mène à une diminution des ouvertures des anneaux ainsi qu'une diminution de l'espacement entre les deux anneaux ce qui entraîne des problèmes de contact entre les anneaux dans la structure. De ce fait, des structures de RAFs classiques ont été fabriquées pour un fonctionnement en *THz* [62], mais pour un fonctionnement à 100 *THz*, un résonateur constitué d'un seul anneau avec une seule fente a été choisi pour sa facilité de fabrication [63].

3.3.1 RAFH avec un seul anneau

Dans ce paragraphe, nous étudions les caractéristiques de résonance de la structure du RAFH dont la cellule unitaire est composée d'un seul anneau pour lequel, on a varié le nombre des ouvertures. Le nombre de fente est égale à 1, 2, et 4 pour les structures a,

b, c respectivement, comme le montre la figure 3.9.

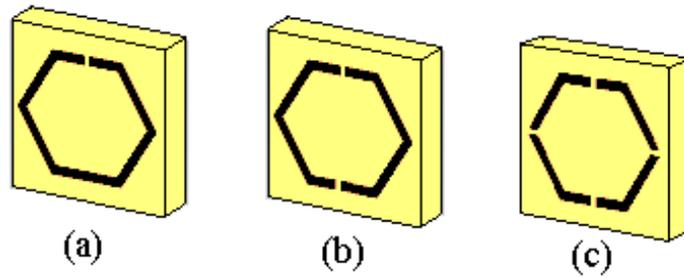


Figure 3.9 : *HSRR* à un seul anneau avec : (a) : 1 fente. (b) : 2 fentes. (c) : 4 fentes.

Les paramètres géométriques des trois structures sont identiques à ceux présentés dans la section précédente. La largeur de chaque fente est 0.2 mm . La largeur du ruban métallique est de 0.2 mm . La structure est polarisée de façon à ce que le champ magnétique soit dirigé suivant l'axe z , le champ électrique est dirigé suivant l'axe y , le vecteur d'onde est suivant l'axe x . La simulation est faite par les deux rédacteurs *CST MWS* et *HFSS* sur une bande de fréquence entre 5 GHz et 35 GHz avec un incrément de 0.1 GHz .

L'amplitude du coefficient de transmission S_{21} de la cellule unitaire des structures a, b, et c est présentée sur la figure 3.10.

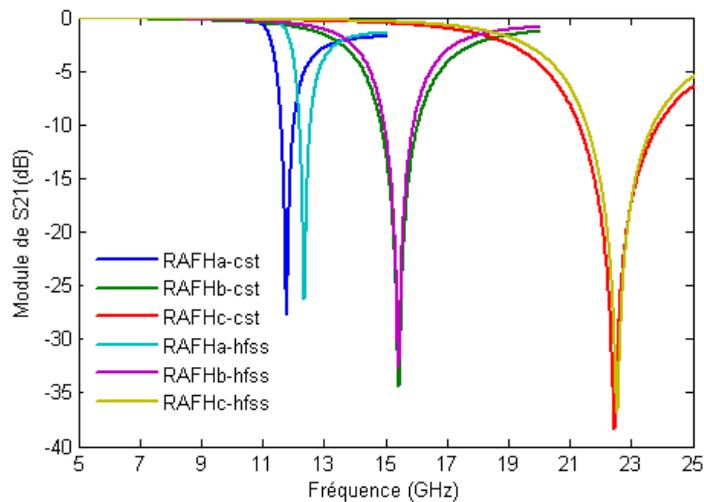


Figure 3.10 : Courbes de transmission du *HSRR* avec un seul anneau.

On remarque que les trois structures présentent des pics de transmission pour des fréquences de résonances différentes. Les résultats de simulations obtenus par *CST MWS* et ceux obtenus par *HFSS* sont en bon accord et montrent que les trois structures présentent des fréquences de résonances à 12.29 GHz , 15.44 GHz , et 22.46 GHz avec des transmissions de l'ordre de -28.07 dB , -34.39 dB , et -38.36 dB respectivement. Nous observons alors que la fréquence de résonance varie proportionnellement avec le nombre de fente.

Nous avons ensuite varié la largeur de la fente de ces résonateurs. Sur la figure 3.11, on représente les fréquences de résonance simulées en fonction de la largeur de fente. On remarque que la fréquence de résonance magnétique augmente avec la largeur des ouvertures comme prévu par l'étude paramétrique du RAF carré présentée dans la section 2.3.1 en chapitre 2. Par ailleurs, le taux de variation de fréquence pour les résonateurs a, b, c est différent. Il devient plus important lorsque le nombre de fentes est lui même important (figure 3.11), ce qui se traduit par une augmentation de la capacité totale de la structure en présence de plusieurs fentes.

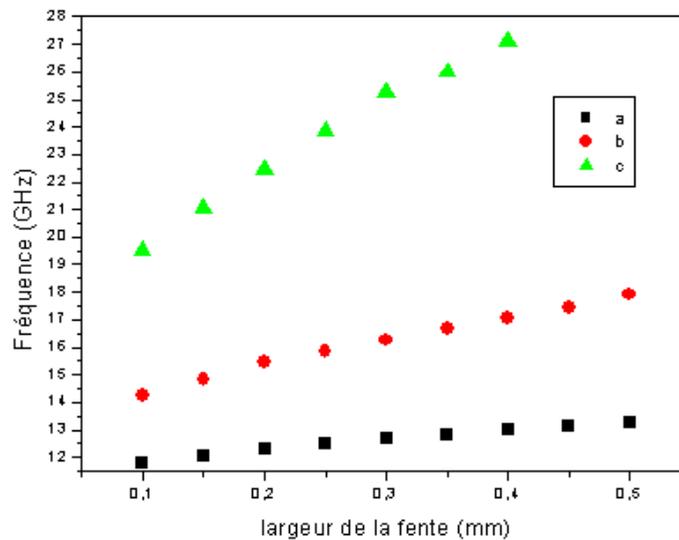


Figure 3.11 : La variation de $f_{rés}$ en fonction de la largeur de la fente du *HSRR* à un seul anneau avec : (a) : 1 fente, (b) : 2 fentes, et (c) : 3 fentes.

3.3.2 RAFH comportant plusieurs fentes

Dans cette section, nous étudions les caractéristiques de résonance de la structure du RAFH présentée sur la figure 3.1 dont la cellule unitaire est composée de deux anneaux comportant deux, quatre et huit fentes comme illustré sur la figure 3.12.

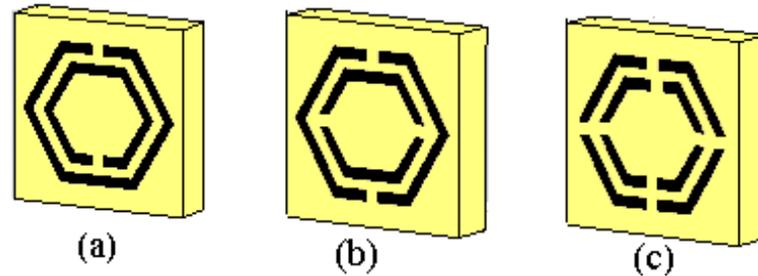


Figure 3.12 : *HSRR* avec (a) : 2 fente. (b) : 4 fentes. (c) : 8 fentes.

Les paramètres géométriques des trois structures sont identiques à ceux présentés dans le § 3.2. La largeur de la coupure des anneaux ainsi que la largeur de la piste en cuivre est de 0.2 mm , et l'espacement entre les deux anneaux est de 0.15 mm .

Les coefficients de transmission S_{21} simulés par les deux rédacteurs *HFSS* et *CST MWS* pour les trois structures sont représentés sur la figure 3.13.

On observe que la fréquence de résonance augmente en fonction du nombre de fente. Les fréquences de résonances pour les résonateurs à deux, quatre et huit fentes sont situés à 9.89 GHz , 14.63 GHz , et 22.25 GHz respectivement. Les résultats de simulation ainsi obtenus à travers l'étude des deux types de résonateurs (§ 3.3.1 et § 3.3.2) montrent que l'élévation de la fréquence de résonance dépend du nombre de fente. Plus le nombre de fente est important, plus ω augmente, ce qui se traduit par à une diminution de la capacité totale au niveau de la structure.

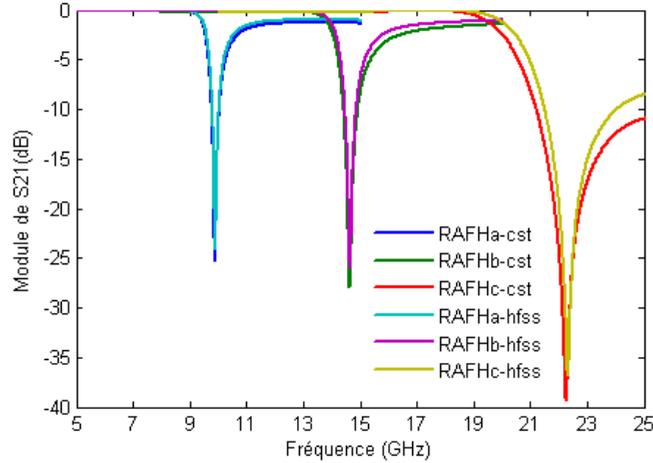


Figure 3.13 : Courbes de transmission du *HSRR* comportant plusieurs fentes.

3.4 Milieux constitués de double-side HSRR

3.4.1 Géométrie de la structure proposée et son circuit équivalent

Dans cette partie nous décrivons une nouvelle structure présentant une perméabilité magnétique négative. La cellule unitaire est constituée par l'assemblage de la structure du *HSRR* représentée sur la figure (3.1), et celle du *BC – HSRR* [51]. La structure résultante nommée *DHSRR* est composée donc de deux *HSRR* imprimés sur les deux faces d'un substrat diélectrique (*RO4003*) d'une façon opposée l'un par rapport à l'autre. Les différentes géométries de particules constituant des milieux à perméabilité négative ainsi que les distributions du courant induit sont illustrées sur la figure 3.14.

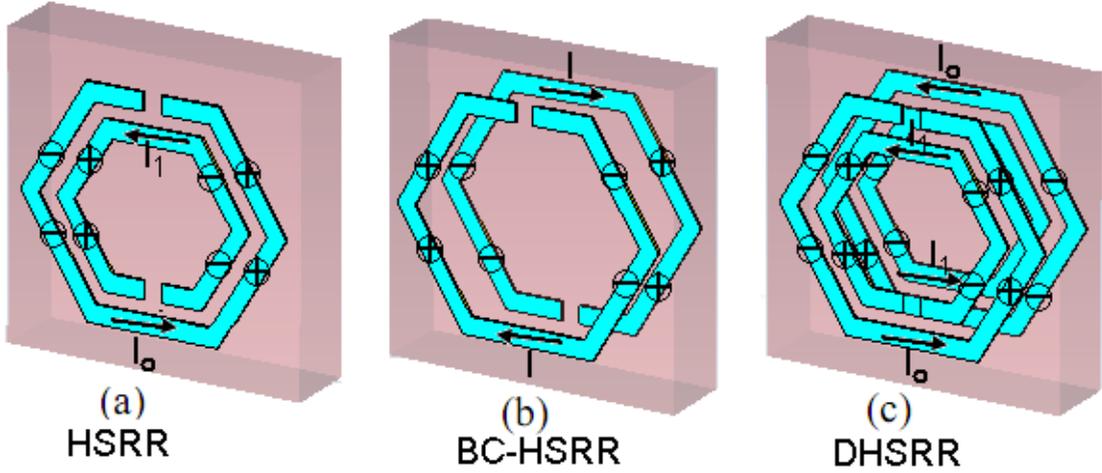


Figure 3.14 : Les différentes géométries de particule constituant des milieux à perméabilité négative.

On peut modéliser cette nouvelle structure par son circuit équivalent représenté sur la figure 3.15 [64]. Il est constitué par l'assemblage des deux circuits équivalents du HSRR couplés à une capacité C_0 qui est due au couplage capacitif existant entre les deux résonateurs disposés d'une façon opposée sur le substrat diélectrique formant ainsi le condensateur.

La valeur de C_0 peut être calculée en utilisant la relation 3.1 définie par :

$$C_0 = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 A}{8d}. \quad (3.1)$$

Exepté du facteur empirique $\frac{1}{8}$, cette expression représente d'une façon approximative la formule de la capacité à plaques parallèles utilisé dans [65] pour calculer la capacité de la structure du BC-SRR, où ε_r et d représentent la permittivité relative et l'épaisseur du substrat respectivement. A est la surface des rubans métalliques en regard.

L'inductance totale du circuit équivalent de cette nouvelle structure ainsi que sa capacité sont exprimées comme suit :

$$L_t = L/2, \quad C_t = 2C + C_0. \quad (3.2)$$

La fréquence de résonance est donc donnée par :

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_t C_t}}. \quad (3.3)$$

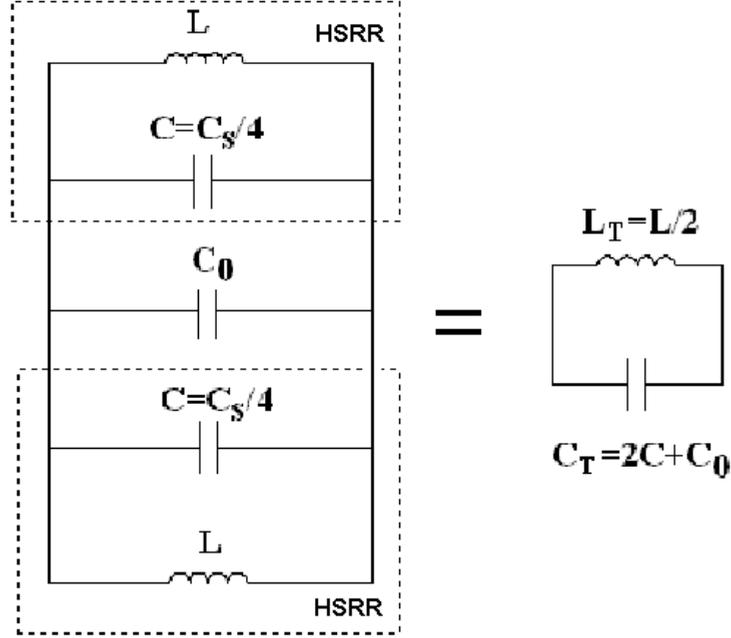


Figure 3.15 : Circuit équivalent de la cellule unitaire du *DHSRR*.

Remarque 3.1 *Le modèle du circuit équivalent proposé pour la structure DHSRR peut également être utilisé pour modéliser la structure BC HSRR en prenant en considération l'absence de l'anneau interne dans le calcul de l'inductance et de la capacité.*

Nous considérons la structure représenté sur la figure 3.14 (c). Les dimensions de la structure sont identiques à ceux représentés sur la figure 3.1. Les deux anneaux (cuivre d'épaisseur 0.035 mm et de conductivité $\sigma = 58 \times 10^6 \text{ s/m}$) ont une largeur de 0.2 mm , les longueur des côtés de l'anneau sont $(S_1) = 2.5 \text{ mm}$, et $(S_2) = 3 \text{ mm}$, la largeur de la coupure des anneaux (d) est de 0.2 mm . Dans cette étude, les résultats de simulations

sont obtenus pour deux valeurs différentes de t qui correspondent à l'espacement entre les deux anneaux, soit $(t) = 0.15 \text{ mm}$, et 0.35 mm .

Le motif est reproduit avec des périodicités $P_x = P_y = P_z = 3.33 \text{ mm}$. Une seule cellule unitaire est considérée dans la direction de propagation.

Les coefficients de réflexion et de transmission calculés avec *CST MWS* sont montrés figure 3.16. Le coefficient de transmission présente une résonance à la fréquence de 8.23 GHz . Notons le saut de phase présenté par le coefficient de réflexion qui, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, est propre aux milieux à perméabilité effective négative.

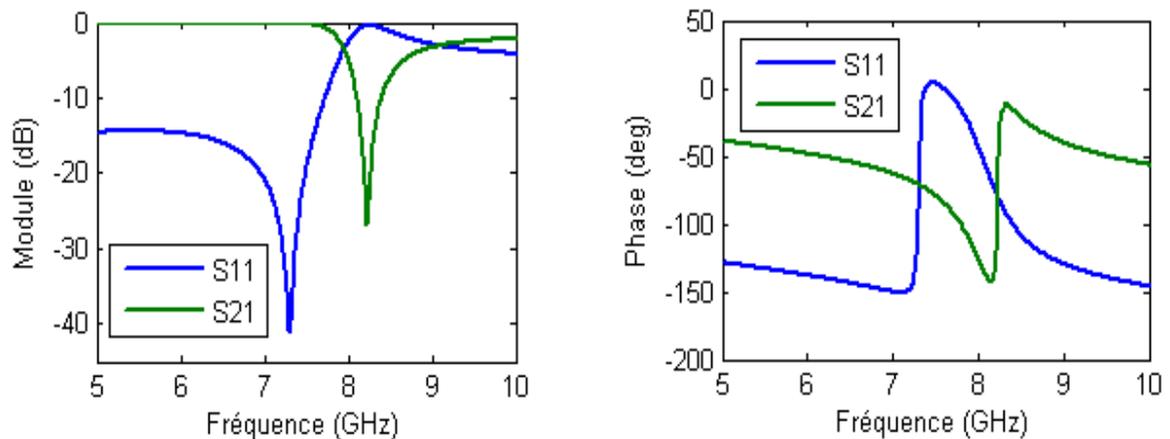


Figure 3.16 : Module et phase du coefficient de réflexion et de transmission du milieu *DHSRR*.

Les paramètres effectifs de ce milieu sont illustrés sur la figure 3.17.

La permittivité est constante en partie réelle hormis l'anti-résonance qu'elle présente à la fréquence de 8.23 GHz . La perméabilité effective est résonante et prend des valeurs négatives dans la bande de fréquence $8.03 \text{ GHz} - 9.2 \text{ GHz}$. En effet, la partie réelle de Z est positive dans la bande $5 \text{ GHz} < f_{rés} < 8.23 \text{ GHz}$, témoignant de la nature passive du milieu. L'indice de réfraction est positif en partie réelle et proche de zéro dans la bande $8.34 \text{ GHz} < f < 9.18 \text{ GHz}$ [figure 3.17 (d)].

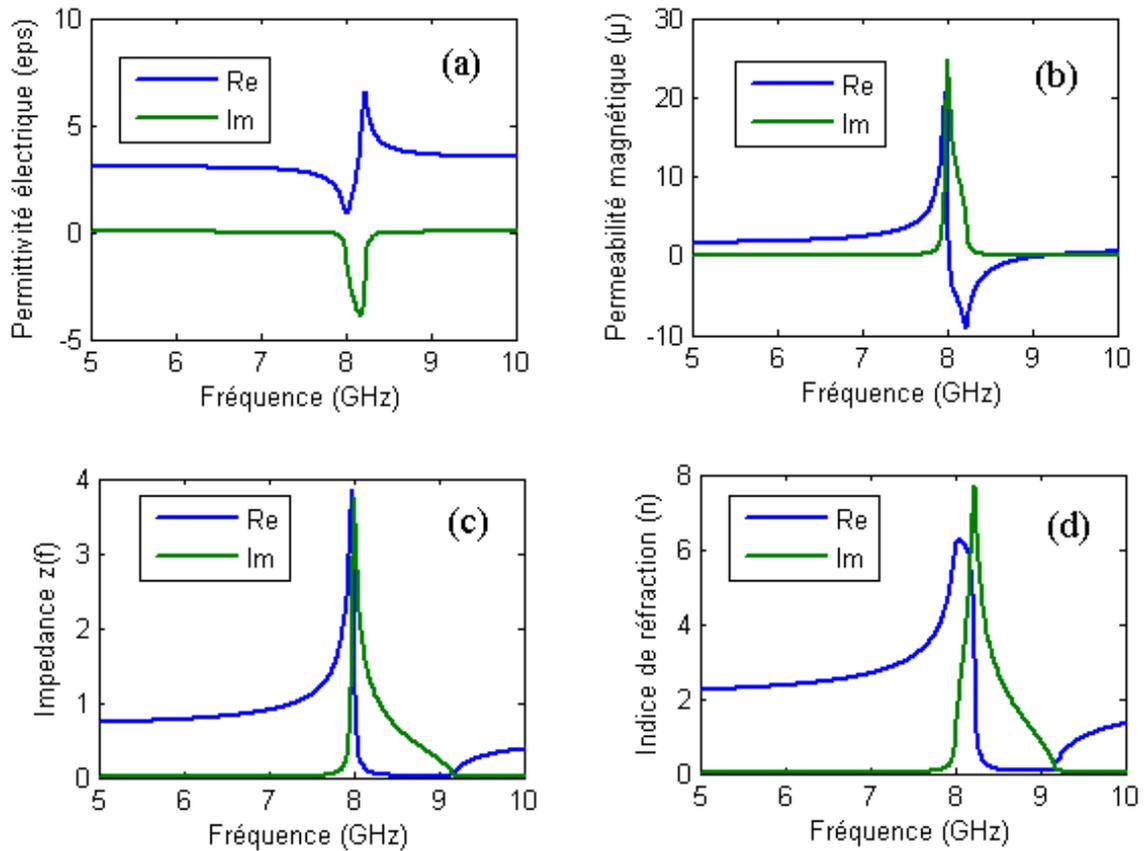


Figure 3.17 : Paramètres effectifs du milieu *DHSRR*.

La valeur de la fréquence de résonance présentée par le coefficient de transmission est cependant plus faible ici (de l'ordre de 8.23 GHz) alors qu'elle était d'environ 9.89 GHz pour le cas de la structure constituée de *HSRR*. Cette réduction est due à l'amélioration de la structuration du matériau, en ajoutant un deuxième résonateur de dimension identique que celui du *HSRR* déposé sur l'autre face du substrat.

Afin de comprendre l'origine de cette réduction en fréquence, nous avons étudié l'influence des paramètres de substrat sur la fréquence de résonance des structures *HSRR*, *BC - HSRR*, et *DHSRR* respectivement. Cette étude est présentée dans le paragraphe suivant.

3.5 Etude des caractéristiques de résonance des structures HSRR, BC-HSRR, et DHSRR

Afin de comparer les performances des trois structures, nous considérons les mêmes dimensions pour chaque cellule unitaire, et sont identiques à celles représentés sur la figure 3.1. Les caractéristiques de transmission du *HSRR*, *BC – HSRR* et *DHSRR* seront analysées en utilisant le simulateur électromagnétique *CST MWS*. Chaque une de ces structures est défini par les paramètres qui caractérisent ses réponses fréquentielles tel que la fréquence de résonance ($f_{rés}$), la bande passante à -3 dB où de fonctionnement, et la transmission (T). Ces paramètres seront défini à partir du coefficient de transmission S_{21} (figure 3.18) en faisant varier les paramètres du substrat tels que l'épaisseur p , la permittivité ϵ_r , et les pertes tangentielles $\tan \delta$ du substrat.

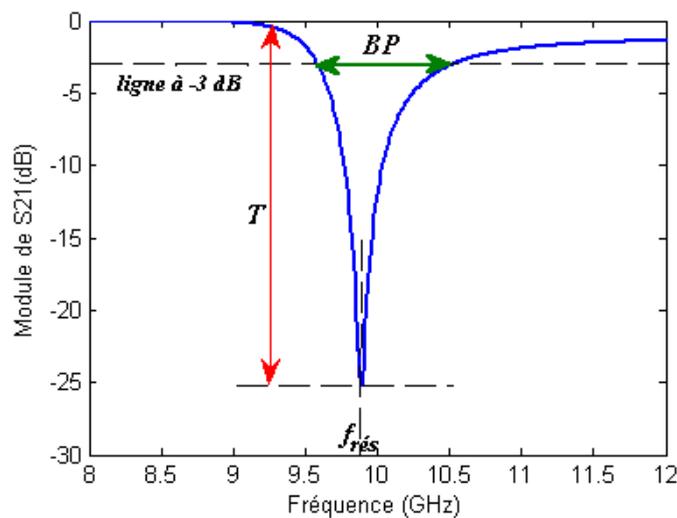


Figure 3.18 : Paramètres de résonance pour la structure *HSRR*.

3.5.1 Influence de l'épaisseur du substrat

L'épaisseur p du substrat est un paramètre important qui influence le couplage entre les deux résonateurs. Les épaisseurs de substrat considérées sont de 0.21 mm , 0.5 mm , 0.81 mm , et 1.1 mm . Les autres paramètres du substrat sont maintenus constants à des

valeurs de $\varepsilon_r = 3.55$, et $\tan \delta = 0.0027$. Les valeurs de la fréquence de résonance ($f_{rés}$), la bande passante (BP) et la transmission T seront obtenues à partir de chacune des courbes de transmission des structures $HSRR$, $BC - HSRR$ et $DHSRR$ présentées sur les figures 3.19, 3.20, et 3.21 respectivement.

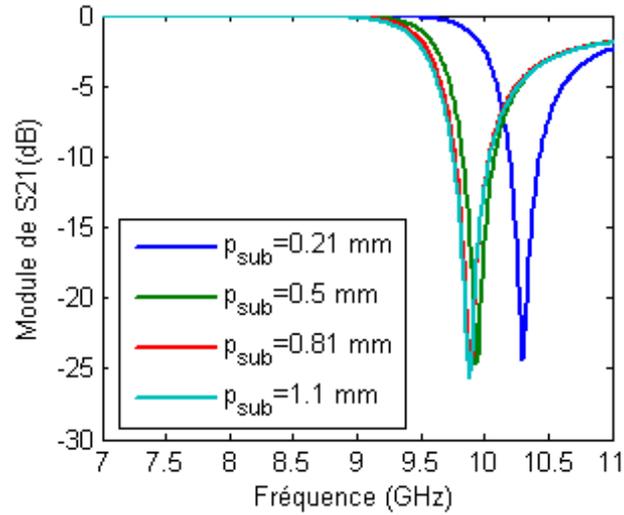


Figure 3.19 : Module de S_{21} du $HSRR$ pour différentes épaisseurs p de substrat.

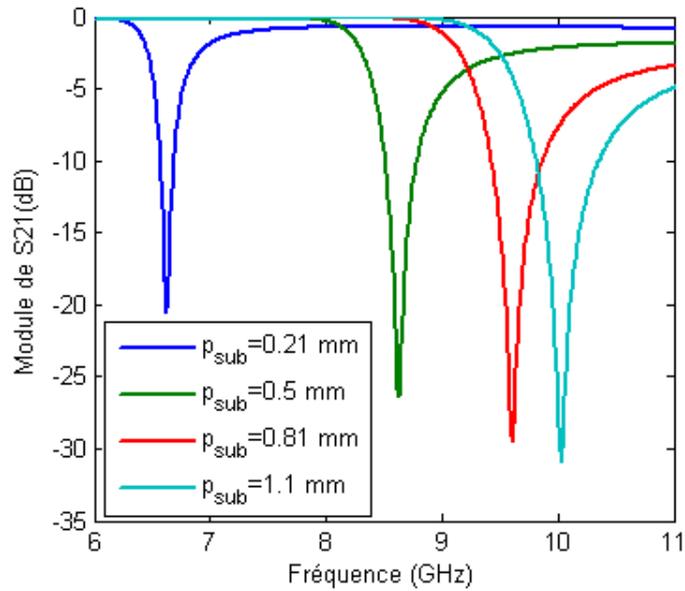


Figure 3.20 : Module de S_{21} du $BC HSRR$ pour différentes épaisseurs p de substrat.

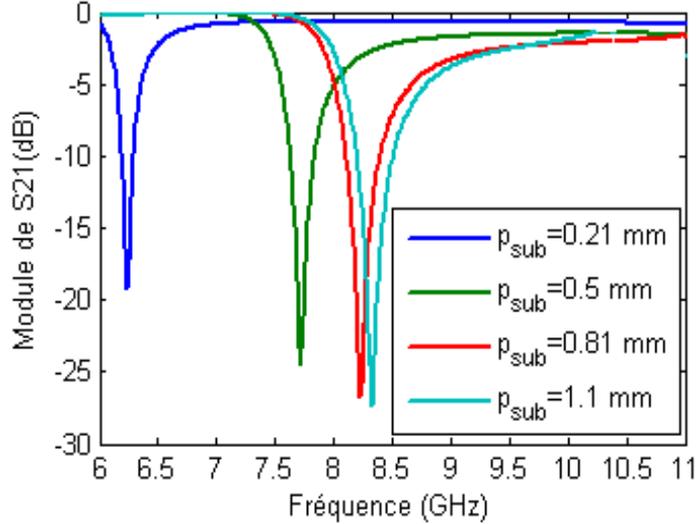


Figure 3.21 : Module de S_{21} du $DHSRR$ pour différentes épaisseurs p du substrat.

Ces valeurs seront ensuite tracées en fonction de l'épaisseur du substrat pour voir l'influence de cette dernière sur les paramètres de résonances des différentes structures conçues. On peut faire les observations suivantes :

a) Variation de la fréquence de résonance $f_{rés}$ en fonction de l'épaisseur de substrat p

Nous pouvons constater que plus l'épaisseur de substrat est faible, plus la fréquence de résonance est élevée pour la structure du $HSRR$ comme illustré sur la figure 3.18 et la figure 3.22. En effet pour des distances plus faibles entre les anneaux, la capacitance est plus forte. Cependant, une plus forte capacitance résulte en une plus forte concentration de champ dans le substrat, ce qui engendre une diminution en fréquence avec des pertes supplémentaires [46].

En revanche, le coefficient de transmission pour les structures $BC-HSRR$ et $DHSRR$ présente un comportement complètement différent à celui du cas précédent. Plus p est petit, plus la fréquence de résonance se décale vers les basses fréquences comme le montre les figures 3.20, 3.21, et 3.22. Pour un espacement entre les anneaux de $t = 0.35$ mm, la courbe de variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du sub-

strat pour la structure du *DHSRR* est proche de celle représentée pour la structure du *BC-SRR* comme le montre la figure 3.22. Ce comportement se traduit comme suit : si on compare les modèles des circuits équivalents des deux structures représentées sur les figures 3.1(b) et 3.14, on remarque que l'épaisseur de substrat affecte la capacité C de la structure *HSRR*, par contre dans le cas des deux autre structure, elle affecte sur C , et C_0 simultanément. Si l'épaisseur augmente, cela, cela entraine une élévation de la capacité C , mais une diminution de C_0 , d'après la relation 3.1. Et comme l'effet de la capacité C_0 est plus dominant que celui de C , la conséquence est que la capacité totale donnée par la relation (3.2) diminue et donc les fréquences de résonances des structures *BC - HSRR* et *DHSRR* diminuent.

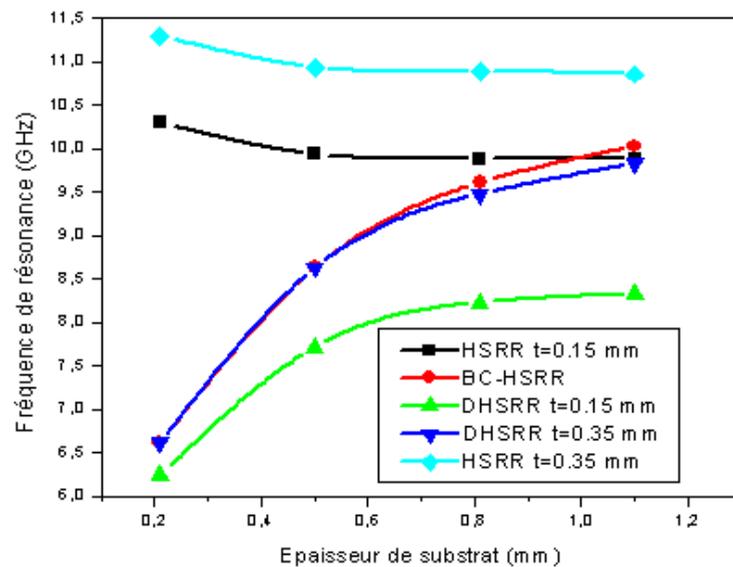


Figure 3.22 : La variation de $f_{rés}$ en fonction de l'épaisseur de substrat (p).

Par ailleurs, on peut se ramener à une diminution de la fréquence de résonance des structures *HSRR* et *DHSRR* en réduisant la distance de l'espacement entre les deux anneaux. Sur la figure 3.22, on remarque que pour $t = 0.15 \text{ mm}$, la $f_{rés}$ du *HSRR* diminue de 10.3 GHz jusqu'à 9.88 GHz , alors que celle du *DHSRR*, elle augmente de 6.62 GHz à 9.83 GHz quand l'épaisseur du substrat varie de 0.21 mm à 1.1 mm . Par conséquent, un milieu constitué de *DHSRR* présente des performances supérieures au

milieu constitué de *HSRR* en termes de miniaturisation. Il faut noter qu'il est possible de piloter le degré de miniaturisation en modifiant les valeurs de t et d tout en gardant les autres paramètres constants.

b) Variation de la largeur de la bande passante (*BP*) en fonction de l'épaisseur de substrat (p)

Par bande passante, nous entendons la bande de fréquence sur laquelle le milieu présente un comportement ou une réponse magnétique exploitable, c'est à dire, faible pertes par dissipation ainsi qu'une réponse magnétique prédominante.

La variation de la largeur de la bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat est représentée sur la figure 3.23.

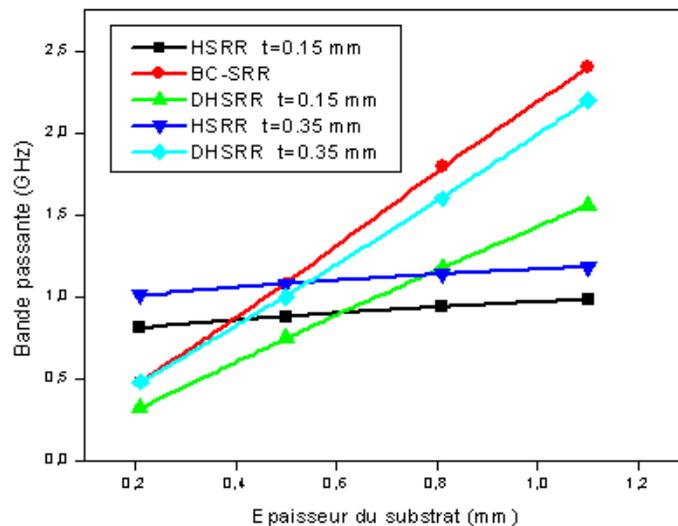


Figure 3.23 : La variation de *BP* en fonction de l'épaisseur de substrat (p).

On remarque que la largeur de la *BP* de la structure *HSRR* augmente légèrement avec l'épaisseur. Par ailleurs une forte augmentation est observée pour la structure *BC-SRR*, elle passe de 0.48 GHz à 2.4 GHz . Un comportement similaire est obtenu pour la structure *DHSRR* comme le montre la figure 3.23. En effet, pour des petites valeurs de (t), la *BP* de la structure *DHSRR* devient plus petite que celle du *BC-SRR*, par

exemple, pour $t = 0.15 \text{ mm}$, la bande passante varie de 0.32 GHz à 1.36 GHz . D'autre part quand l'èspacement t augmente ($t = 0.35 \text{ mm}$), la courbe de variation de BP en fonction de l'épaisseur du substrat pour la structure $DHSRR$ devient très proche à celle du $BC - HSRR$. Ces derniers milieux peuvent donc être décrits comme étant à bande passante plus large que celui du $HSRR$ ce qui contribue à l'augmentation de la bande de fonctionnement du milieu main gauche.

c) Variation de la transmission T en fonction de l'épaisseur de substrat p

La variation de la transmission T en fonction de l'épaisseur de substrat p est représentée sur la figure 3.24. On remarque d'après la figure que lorsque l'épaisseur augmente, le minimum de transmission pour la structure SRR décroît légèrement de -24.4 à -25.6 dB pour un espacement $t = 0.35 \text{ mm}$, et de -23.3 à -24.6 dB pour un espacement $t = 0.15 \text{ mm}$. En revanche, les courbe de variation de T en fonction de P , pour les deux autres structures montrent que la transmission décroît fortement avec l'épaisseur de l'ordre de 8 dB (environ de -20 dB à -28 dB) comme illustré sur la figure ci dessous.

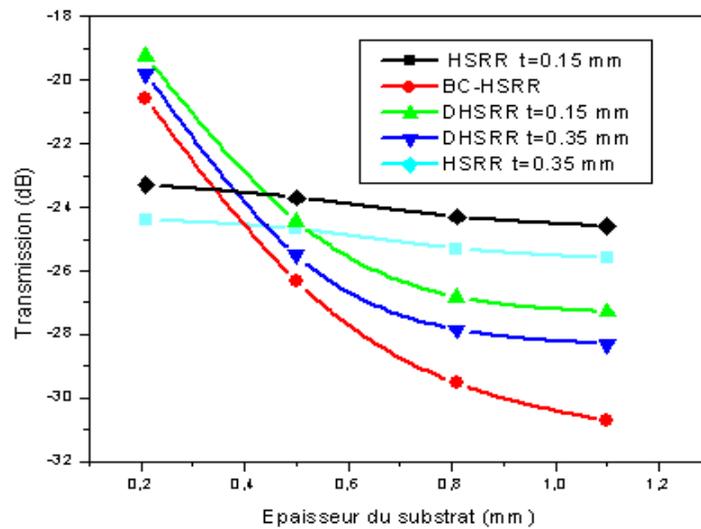


Figure 3.24 : La variation de T en fonction de l'épaisseur de substrat (p).

3.5.2 Influence de la permittivité du substrat ε_r sur les paramètres de résonance

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à l'étude de l'influence de la permittivité du substrat ε_r sur les paramètres de résonance des structures conçues. Les courbes de transmission des structures *HSRR*, *BC – SRR*, et *DHSRR* sont obtenues numériquement en utilisant le simulateur électromagnétique *CST MWS*, en utilisant les mêmes paramètres de conception décrites dans la section précédente avec un espacement $t = 0.15$ mm, pour différentes valeurs de permittivité du substrat. Les simulations sont réalisées pour des valeurs de $\varepsilon_r = 2.95, 3.25, 3.55,$ et 3.85 , tandis que les autres paramètres du substrat sont maintenus constants pour une épaisseur $p = 0.81$ mm et des tangentes de pertes $= 0.0027$. Ces simulations sont effectués aussi pour les structures *HSRR* et *DSRR* avec un espacement $t = 0.35$ mm.

Les coefficients de transmission des structures *SRR*, *BC – SRR*, et *DHSRR* pour différentes valeurs de ε_r sont illustrés sur les figures 3.25, 3.26, et 3.27 respectivement. Les valeurs de la fréquence de résonance ($f_{rés}$), la largeur de bande passante (*BP*), et le minimum de transmission (T) sont obtenues à partir de chacune des courbes de transmission, et seront ensuite tracées en fonction de l'épaisseur du substrat.

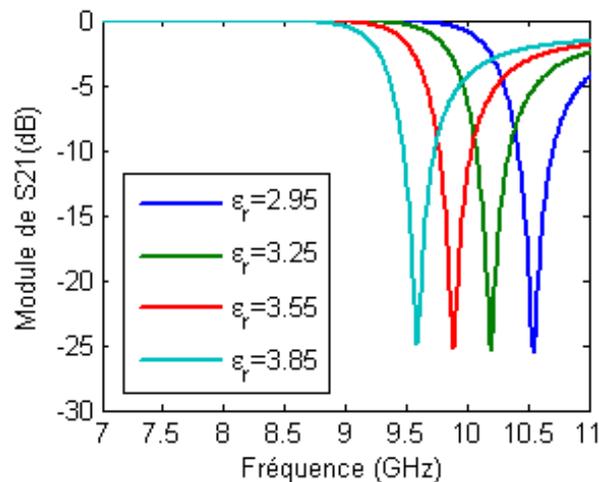


Figure 3.25 : Module de S_{21} du *HSRR* pour différentes valeurs de ε_r .

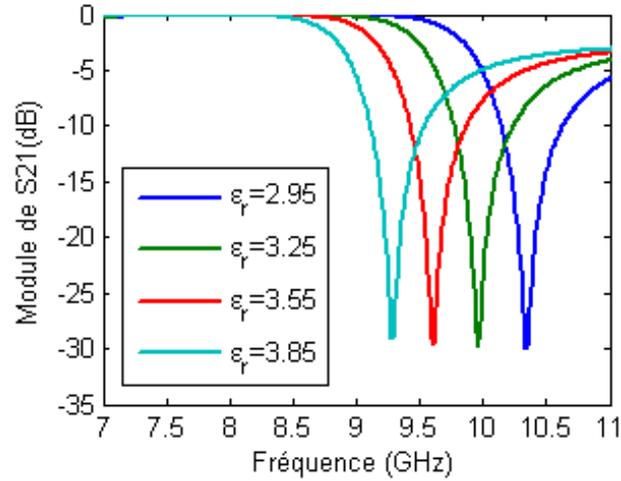


Figure 3.26 : Module de S_{21} du *BC HSRR* pour différentes valeurs de ϵ_r .

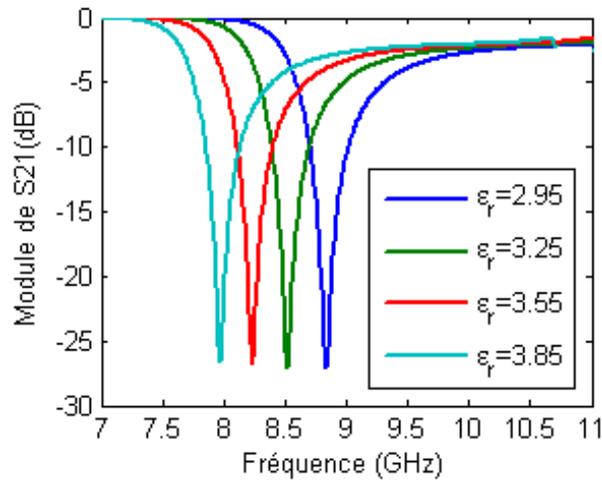


Figure 3.27 : Module de S_{21} du *DHSRR* pour différentes valeurs de ϵ_r .

a) Variation de la fréquence de résonance $f_{rés}$ en fonction la permittivité du substrat ϵ_r

L'influence de la permittivité du substrat des trois structures sur leur fréquence de résonance est présentée sur la figure 3.28. Nous pouvons constater que plus la permittivité du substrat est élevée, plus la fréquence de résonance est faible, elle diminue d'une façon linéaire pour les trois structures conçues. Nous remarquons aussi que la courbe de variation entre $f_{rés}$ et ϵ_r pour la structure *DHSRR* présente les plus basses fréquences

pour un espacement $t = 0.15 \text{ mm}$. Ce qui signifie que cette structure offre de plus petites dimensions électrique et donc une meilleure miniaturisation.

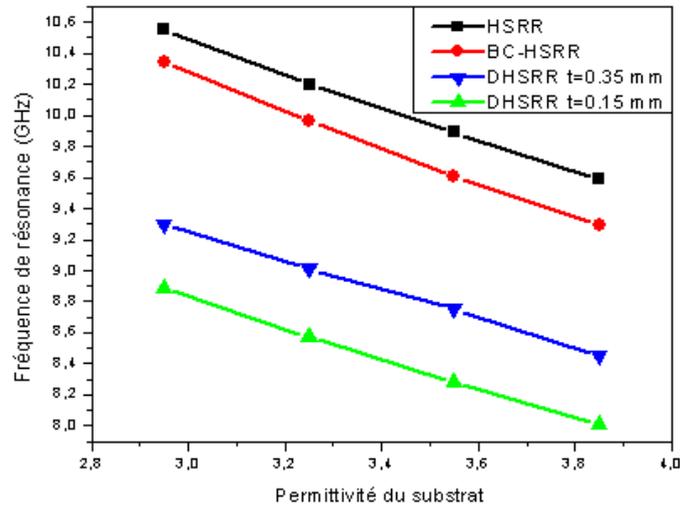


Figure 3.28 : La variation de $f_{rés}$ en fonction de la permittivité de substrat.

b) Variation de la largeur de la bande passante BP en fonction la permittivité de substrat ϵ_r

La variation de BP en fonction de ϵ_r est représentée sur la figure (3.29).

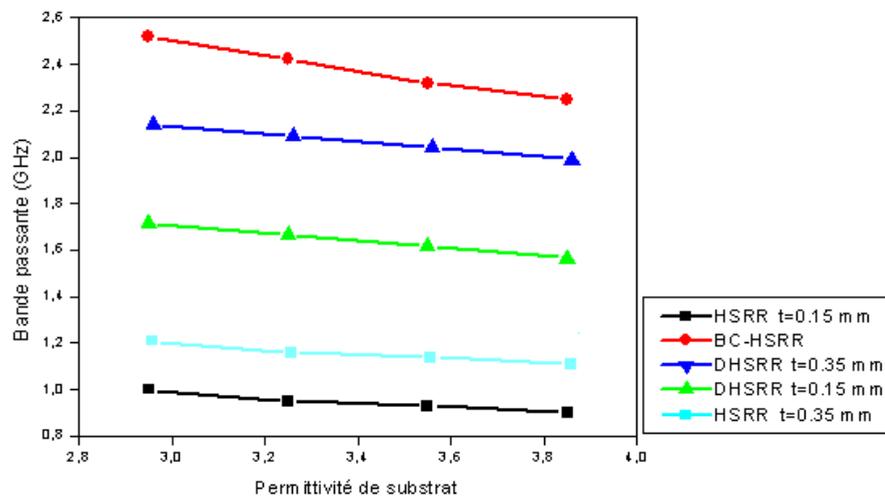


Figure 3.29 : La variation de BP en fonction de la permittivité de substrat.

On remarque que les BP des trois structures diminuent lorsque la permittivité augmente. Par ailleurs une large bande passante est observée pour la structure $BC - SRR$. Il s'en suit celle de la structure $DHSRR$ pour un espacement $t = 0.35 \text{ mm}$. La plus faible bande passante est observée pour la structure $HSRR$.

Dans ces conditions, il est préférable d'utiliser la structure $BC - SRR$ qui permet un élargissement de bande ou plutôt l'extension de la bande de fréquences utilisée.

c) Variation de la transmission T en fonction la permittivité de substrat ϵ_r

La variation de la transmission T en fonction la permittivité du substrat ϵ_r pour les trois structures esr représentée sur la figure 3.30. on remarque que la transmission varie proportionnellement avec ϵ_r . Quand ϵ_r augmente, T_{\min} augmente. Les minimums de transmission à la résonance observés pour les deux structures $BC - HSRR$, et $DHSRR$ sont plus petits par rapport à ceux de la structure du $HSRR$ (environ 4 dB). En effet un minimum de transmission à la résonance mène à un facteur de qualité plus élevé et donc faibles pertes [66].

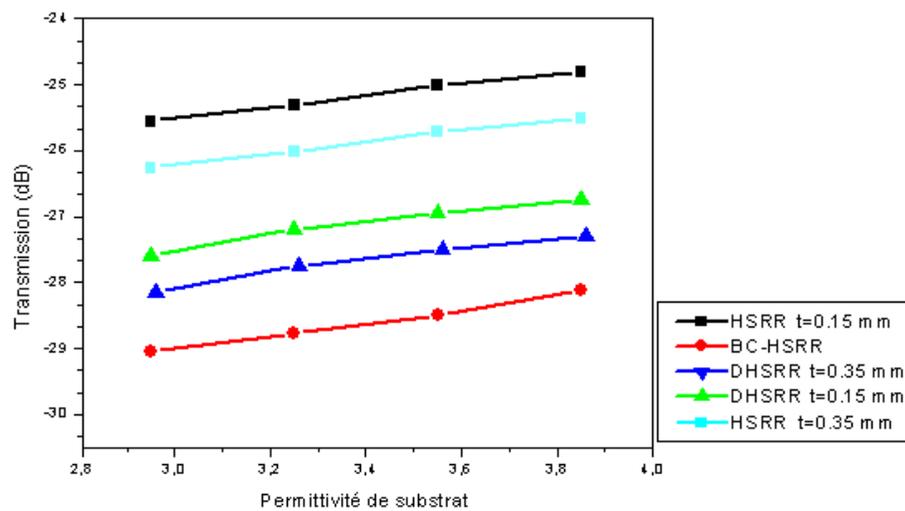


Figure 3.30 : La variation de T en fonction de la permittivité de substrat.

3.5.3 Influence des tangentes de pertes ($\tan \delta$) de substrat sur les paramètres de résonance

Tout en conservant les mêmes dimensions dictés dans la section 3.4.1, nous étudions dans ce paragraphe l'effet des pertes diélectrique du substrats sur la fréquence de résonances des trois structures. Pour ce faire, nous considérons des pertes tangantielles qui varient de 0 à 0.01 en maintenant les autres paramètres du substrat constants ($p = 0.81$ mm, et $\epsilon_r = 3.55$).

Les coefficients de réflexion et de transmission pour les trois structures *SRR*, *BC – SRR*, et *DHSRR* sont illustrés sur les figures 3.31, 3.32, et 3.33 respectivement. On remarque que les trois structures sont superposés, sauf le niveau de transmission qui change. Il passe de -18.6 à -29.87 dB pour des tangentes de pertes variant de 0 à 0.01. Les tangentes de pertes n'influent pas sur la fréquence de résonances des structure étudiées.

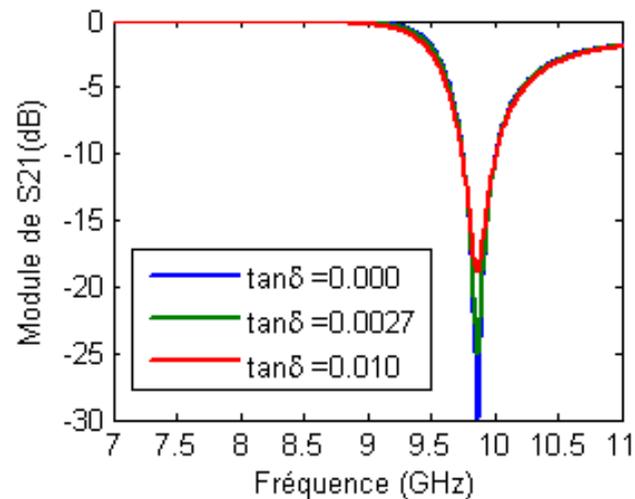


Figure 3.31 : Module de S_{21} du *HSRR* pour différentes valeurs de $\tan \delta$ du substrat.

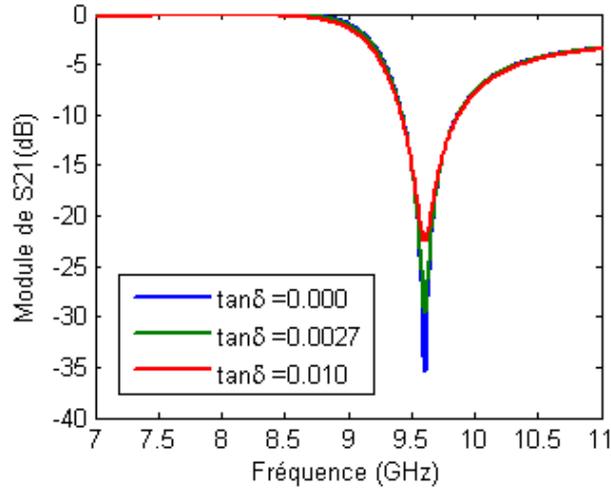


Figure 3.32 : Module de S_{21} du *BC HSRR* pour différentes valeurs de $\tan \delta$ du substrat.

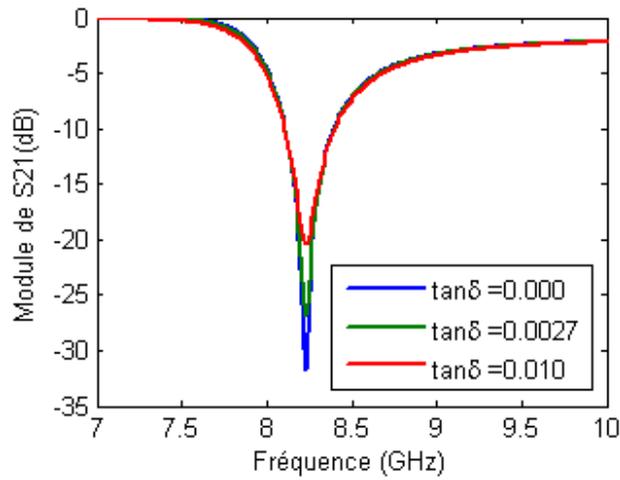


Figure 3.33 : Module de S_{21} du *DHSRR* pour différentes valeurs de $\tan \delta$ du substrat.

3.6 Comparaison avec les fréquences calculées numériquement

Dans ce paragraphe, les fréquences de résonances de la cellule unitaire *DHSRR* calculées par analyse numérique seront comparées aux fréquences de résonance obtenues en utilisant le modèle du circuit équivalent présenté dans le paragraphe 3.4.1. Pour ce faire nous commençons d'abord par le calcul de l'inductance L et la capacité C de la structure

HSRR représentée sur la figure 3.1.

L'inductance de la structure *HSRR* peut être calculée à partir de la relation suivante [67] :

$$L = 0.00508.l(2.303 \ln \frac{4l}{\rho} - 2.636), \quad (3.4)$$

où $l = 6 \times a_{eq}$ est le périmètre effectif de la structure *HSRR*,

a_{eq} est donné par [68] : $a_{eq} = a - \frac{d}{6}$, où d est la coupure des anneaux.

ρ est la largeur de la métallisation (= w).

Nous pouvons remarquer d'après l'équation 3.4 que l'inductance de la structure *HSRR* est indépendante des paramètres du substrat diélectrique tels que l'épaisseur et la permittivité.

D'autre part, le calcul de la capacité des *HSRR* peut être compliqué analytiquement car il consiste en deux anneaux avec une répartition de courant assez complexe à la résonance. Dans ce cas, elle sera calculée à partir de la connaissance de l'inductance et des fréquences de résonance pour les différents paramètres du substrat utilisé. Par la suite l'inductance L_t la capacité C_t , et la capacité C_0 de la structure *DHSRR* seront calculées en utilisant les équations (3.1) et (3.2), respectivement.

Le tableau 3.1 présente une comparaison entre les fréquences de résonance du milieu *DHSRR* obtenues par simulation sous CST Microwave Studio, et les fréquences obtenues par le modèle du circuit équivalent pour quatre épaisseurs différentes du substrat tout en gardant les autres paramètres constants dont la largeur de la coupure des anneaux ainsi que la largeur de la métallisation est de 0.2 mm , l'espacement entre les deux anneaux est de 0.15 mm , le substrat présente une permittivité relative $\epsilon_r = 3.55$ et des tangentes de perte $\tan \delta = 0.0027$.

De même Le tableau 3.2 présente la comparaison entre les fréquences de résonance du milieu *DHSRR* obtenues par simulation et celles obtenues par le modèle du circuit équivalent en faisant varier la permittivité du substrat en maintenant l'épaisseur $p = 0.81 \text{ mm}$. Les deux tableaux indiquent que les résultats obtenus analytiquement sont en très

bon accord avec les résultats de simulation sous CST microwave Studio.

Epaisseur du substrat p (mm)	$f_{rés}$ (GHz) Simulation	$f_{rés}$ (GHz) Modèle	erreur (%)	C (pF)
0.21	6.24	6.22	0.32	0.034
0.5	7.72	7.6	1.56	0.037
0.81	8.23	8.11	1.46	0.038
1.1	8.33	8.22	1.32	0.039

Tableau 3.1 : Fréquences de résonance obtenues par simulation et par modèle du circuit équivalent pour différentes valeurs de P .

Permittivité du substrat ϵ_r	$f_{rés}$ (GHz) Simulation	$f_{rés}$ (GHz) Modèle	erreur (%)	C (pF)
2.95	8.89	8.9	0.11	0.017
3.25	8.57	8.4	2	0.027
3.55	8.28	8.18	1.21	0.035
3.85	8.01	7.85	2.01	0.037

Tableau 3.2 : Fréquences de résonance obtenues par simulation et par modèle du circuit équivalent pour différentes valeurs de ϵ_r .

3.7 MMG constitué d'un réseau de DHSRR et de tiges métalliques

Le milieu constitué de *DHSRR* et associé à un réseau de tiges métalliques continues est montré sur la figure 3.34. La cellule unitaire du *MMG* est composée de la structure *DHSRR* et d'une tige continue en cuivre de largeur 0.5 mm et de longueur 3.33 mm . Le substrat et les dimensions de la structure *DHSRR* sont identiques à celles de la structure nominale du §3.2.

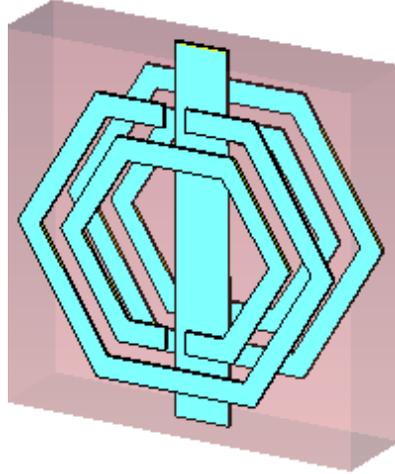


Figure 3.34 : Cellule unitaire du *MMG* constitué du *DHSRR* et une tige continue.

Les coefficients de réflexion et de transmission du *MMG* constitué de l'association des deux structures sont présentés figure 3.35. Le coefficient de réflexion du milieu présente la même allure que le coefficient de transmission du *MMG* tant en module qu'en phase. Nous pouvons constater que la réponse du *MMG* dépend presque entièrement du milieu à *DHSRR*.

Les paramètres effectifs du *MMG* extraits de la procédure d'homogénéisation sont présentés figure 3.36. La permittivité est négative sur toute la bande de fréquence et elle est anti-résonante au voisinage de 8.10 GHz . La perméabilité présente une résonance en partie réelle et elle prend des valeurs négatives de 8.10 GHz à 9.24 GHz . L'indice de réfraction est négatif en partie réelle dans la bande de fréquence où la permittivité et la perméabilité sont simultanément négative. Cette bande s'étend de 7.5 GHz jusqu'à 9.3 GHz . En conséquence, cette structure peut fournir des nouvelles manières de conception, caractérisation, et de fabrication de nouveaux matériaux dans le domaine des micro-ondes, l'onde millimétrique, et la gamme des fréquences optique afin de les utiliser dans la réalisation de nouveaux dispositifs comme les antennes et les filtres électromagnétiques.

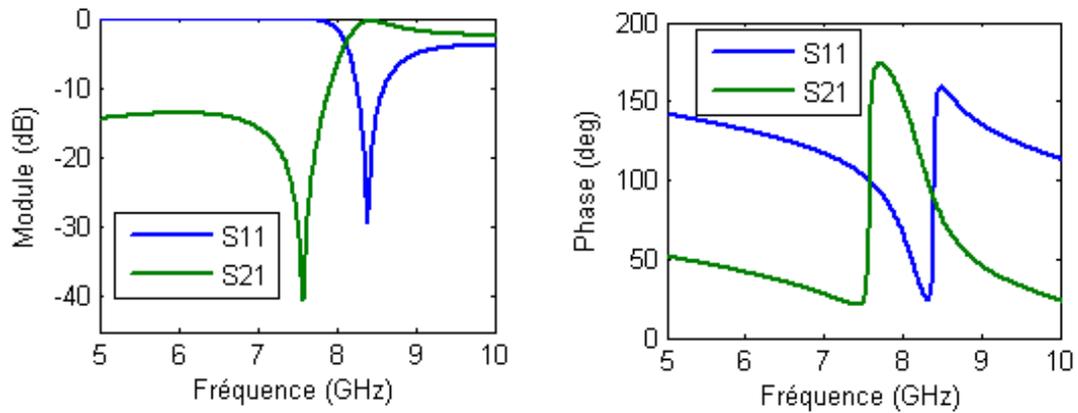


Figure 3.35 : Module et phase des coefficients de réflexion et de transmission du *MMG* constitué du *DHSRR* et une tige continue.

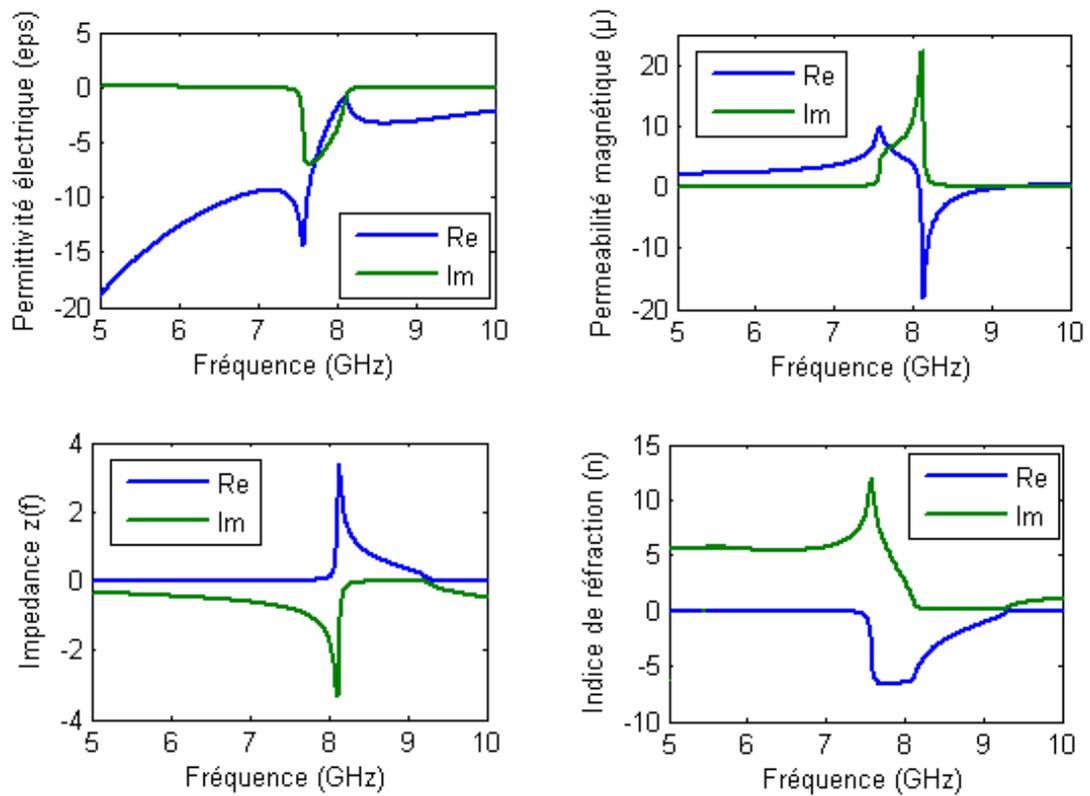


Figure 3.36 : Paramètres effectifs du *MMG* constitué du *DHSRR* et une tige continue.

Une comparaison entre les paramètres effectifs des figures 3.27 et 3.17 (paramètres effectifs du milieu *DHSRR*) nous montre la forte corrélation qui existe entre les milieux constitués de HSRR et le MMG. Nous en concluons que la compréhension du principe de fonctionnement et l'ingénierie des MMG passe nécessairement par une maîtrise de la conception des milieux constitués de SRR.

3.8 Conclusion

Une nouvelle structure en métamatériau de géométrie hexagonale présentant une perméabilité négative a été présentée. Elle est constituée par l'association de deux structures : HSRR et BC-HSRR ce qui donne la structure DHSRR. Cette dernière présente une fréquence de résonance plus basse que celles des deux autres milieux conduisant ainsi à une réduction en termes de dimensions électriques.

La structure proposée a été démontrée comme ayant une bande passante plus large que celle de la structure HSRR classique. Les performances de la bande passante de la nouvelle cellule unitaire conçue sont proche de celle du BC-SRR lorsque la distance entre les anneaux augmente. Enfin le milieu constitué de DHSRR était associé à une tige métallique continue donnant ainsi les propriétés du milieu main gauche.

Dans le chapitre suivant, on présente la conception des géométries des résonateurs en métamatériaux bi-bandes, tribandes, et quadribandes opérant dans des bandes de fréquences distinctes qui s'intègrent dans des différentes applications en télécommunication.

Chapitre IV

Conception des Structures Métamatériaux Multi-bandes

Chapitre 4

Conception des Structures Métamatériaux Multi-bandes

4.1 Introduction

La multiplication des applications futures envisagées pour le type d'objets communicants contribue à intensifier les recherches consacrées à la réduction de la taille des résonateurs à base de métamatériaux. L'efficacité et la taille de celles-ci deviennent une question importante. En plus, l'opération multi-bande couvrant les différentes applications des métamatériaux dans différentes parties du spectre électromagnétique est un sujet de recherche dans la miniaturisation des composants.

Par ailleurs, la plupart des résonateurs classiques à base des métamatériaux sont connus pour leur fonctionnement dans des bandes très étroites de fréquences [10]. Par conséquent, il est nécessaire de concevoir des structures métamatériaux multi-bandes ou large bande. L'une des approches possible pour la conception des métamatériaux avec des fréquences de résonance multiples est l'utilisation d'une topologie de super-cellule [69], ou par la combinaison de plusieurs anneaux formant le résonateur de dimensions différentes [70] [71].

Le présent travail se rapporte à la conception et la simulation de structures multi-

bandes à base de métamatériaux dans le domaine des fréquences microondes. La modification des formes géométriques de certaines structures existantes a permis le fonctionnement de celles-ci dans différentes parties du spectre électromagnétique. La conception des structures bi-bandes, tri-bandes et quadribandes est achevée en utilisant les deux simulateurs électromagnétiques *CST MWS*, et *HFSS*.

4.2 Conception d'une structure métamatériaux bi-bandes

La forme de la structure proposée est initialement issue de la référence [73]. La géométrie de la structure étudiée est basée sur la structure précédente de la figure 3.1 du chapitre précédent, dont laquelle nous avons modifié la structure. Le principal changement effectué réside dans sa géométrie, qui est composée d'une simple boucle de résonateur de forme hexagonale (Hexagonal single loop Resonator (*HSLR*), présentant trois fréquences de résonances (deux résonances magnétique et une électrique), opérants dans la bande X sans avoir recours à des structures composites de plusieurs anneaux [70]. La géométrie de la structure proposée est présentée sur la figure 4.1.

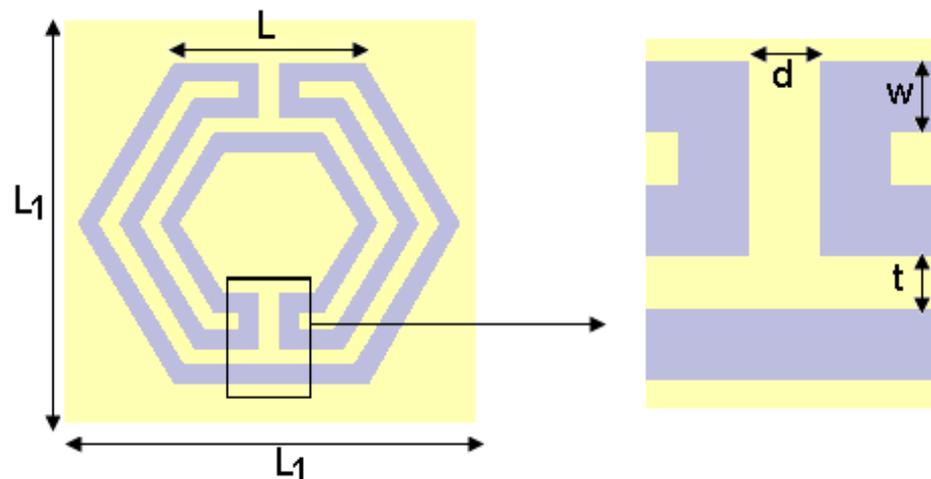


Figure 4.1 : Cellule unitaire de la structure *HSLR*.

Elle est constituée d'une seule boucle en lignes microrubans en cuivre d'épaisseur 0.035 mm et de largeur $w = 0.33 \text{ mm}$ disposée sur une face du substrat diélectrique (*R04003*) qui présente une permittivité relative de 3.55 et des pertes tangentielles de 0.0027. Les dimensions du substrat sont $l_1 = 5 \text{ mm}$, 5 mm , et 0.81 mm suivant les axes $x, y,$ et z respectivement. La longueur de l'arête l a été choisie pour 2 mm . La largeur de la fente est de 0.33 mm , tandis que l'espacement entre les anneaux, il est de 0.25 mm .

Pour la simulation de cette structure sous *CST MWS*, la cellule unitaire du *HSLR* est placée dans un guide d'onde, et excitée par une onde électromagnétique de vecteur d'onde \vec{k} dirigé suivant l'axe des x . Le champ électrique \vec{E} est suivant l'axe y , et le champ \vec{H} suivant l'axe des z comme illustré sur la figure 4.2.

Les conditions aux limites « perfect E » et « perfect H » sont appliquées respectivement sur les surfaces de la cellule unitaire, dans les directions y et z . Ces conditions miment respectivement des conducteurs électriques et magnétiques parfaits, et par conséquent les champs \vec{E} et \vec{H} sont respectivement normaux à ces plans.

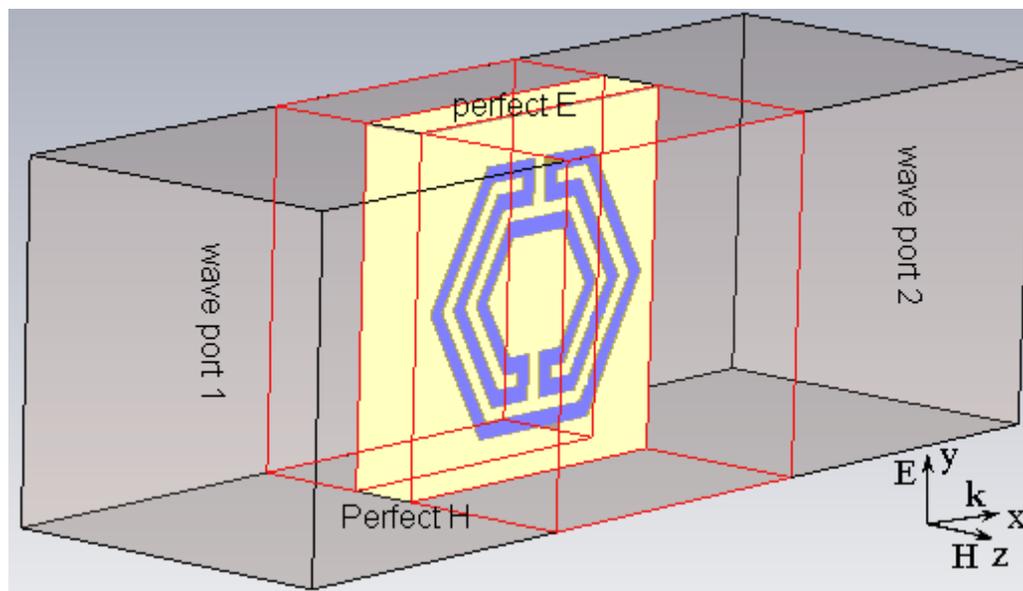


Figure 4.2 : Géométrie de la structure *HSLR* dans le réacteur *CST MWS*.

Sur la figure 4.3, on présente le module et la phase des coefficients de réflexion et de transmission calculés par les deux logiciels *HFSS* et *CST MWS*. Les résultats obtenus sont en très bon accord en module avec ceux de la référence [73] représentés sur les figures 4.4 et 4.5, excepté du décalage fréquentiel qui est due au changement de la géométrie de la structure. On observe la présence de trois fréquences de résonance situées à $f_1 = 8.84$ GHz, $f_2 = 10.02$ GHz, et $f_3 = 11.7$ GHz.

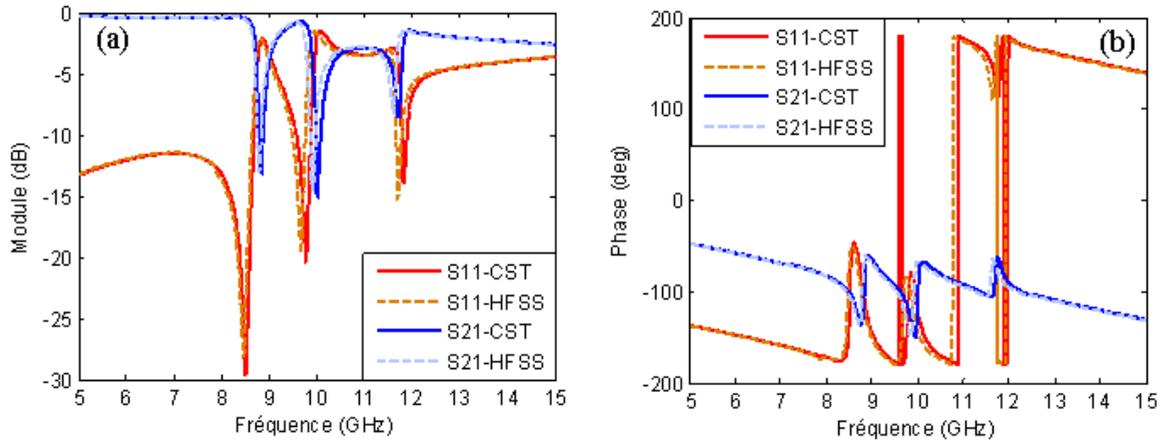


Figure 4.3 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du *HSLR*.

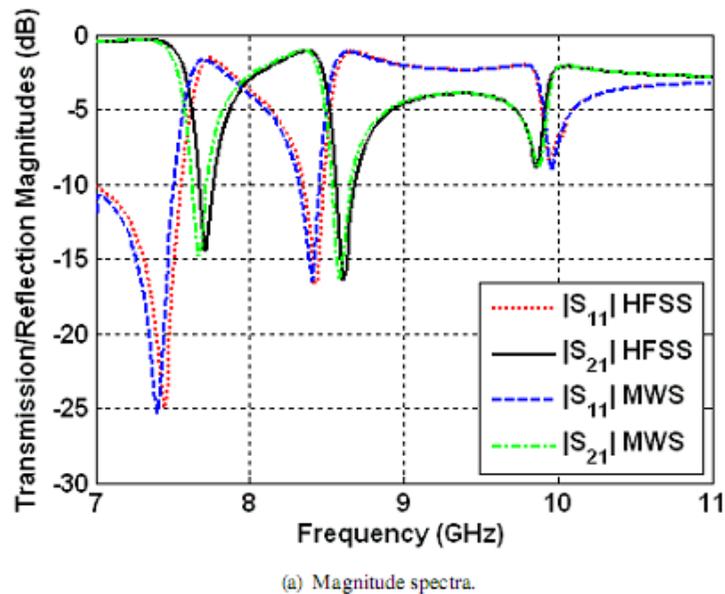
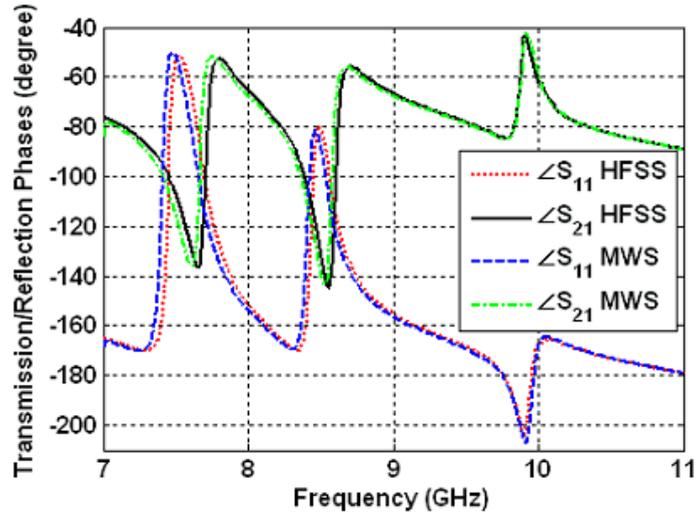


Figure 4.4 : Module de S_{11} et S_{21} du *SLR* carré [73].



(b) Phase spectra.

Figure 4.5 : Phase de S_{11} et S_{21} du SLR carré [73].

Les paramètres effectifs tels que la permittivité et la perméabilité effectives sont ensuite calculés à partir des coefficients de réflexion et de transmission, et sont présentés sur la figure 4.6.

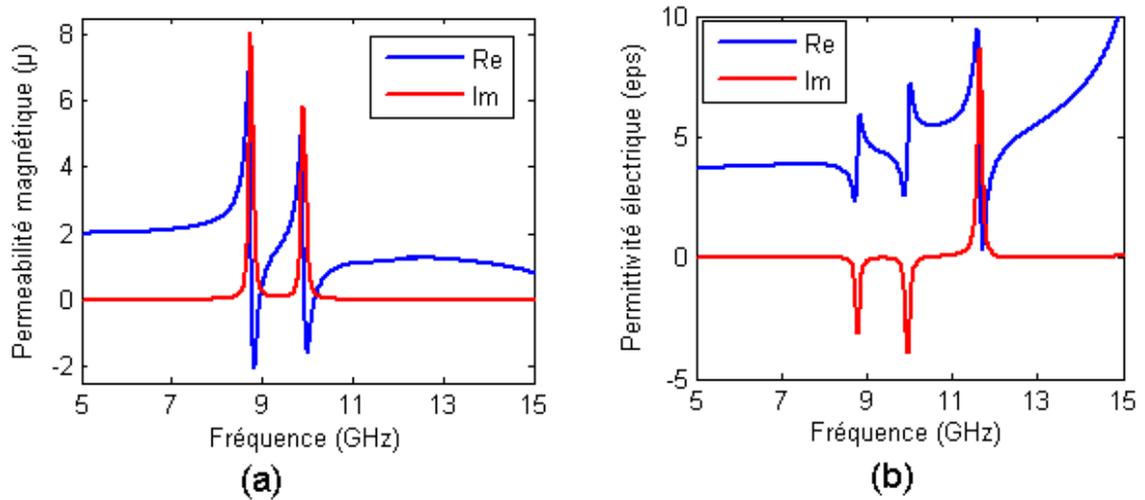


Figure 4.6 : Paramètres effectifs du $HSLR$:

(a) : Re et Im de la perméabilité effective.

(b) : Re et Im de la permittivité effective.

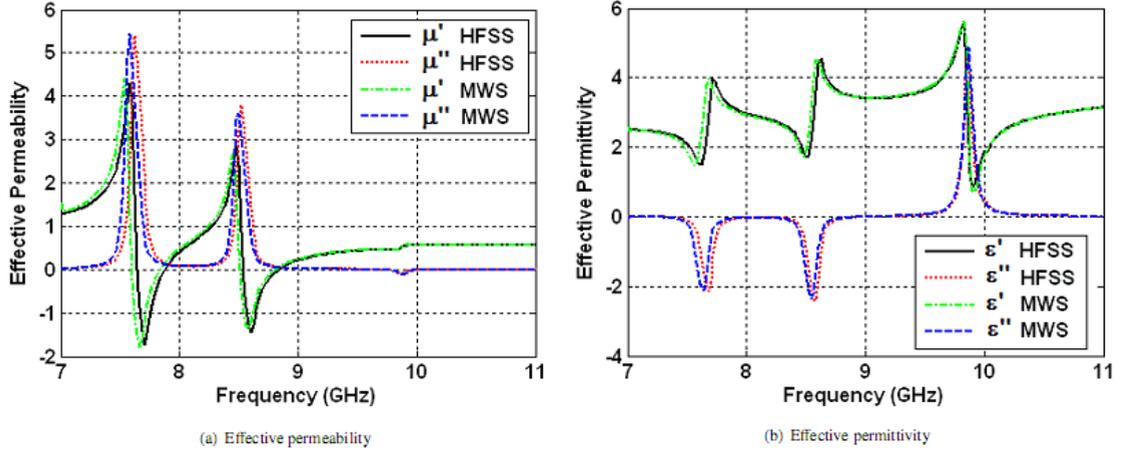


Figure 4.7 : Paramètres effectifs du *SLR* [73] :

(a) : Re et Im de la perméabilité effective.

(b) : Re et Im de la permittivité effective.

La partie réelle de la perméabilité effective est négative dans les deux bandes de fréquence situées entre 8.77 GHz et 8.95 GHz , et entre 9.95 GHz et 10.15 GHz . Par ailleurs, la fréquence de résonance f_3 présente une faible transmission comme indiqué sur la figure 4.6 ce qui correspond à la présence d'une faible résonance électrique due au couplage entre les anneaux, ce qui est illustré sur la figure 4.6 (b), où on remarque que la partie réelle de la permittivité est presque nulle dans une bande très étroite de fréquence autour de f_3 .

Par ailleurs, les résultats de simulation pour la distribution du courant sur la cellule unitaire pour chaque fréquence de résonance sont illustrés sur la figure 4.8. On remarque que le courant passe à travers les anneaux de la structure d'une façon opposée, contrairement au cas du résonateur classique, ce qui est due à la géométrie spéciale de la structure.

Basé sur les résultats de simulation obtenus, on peut dire que cette nouvelle géométrie de résonateur peut être une bonne alternative à la structure *SLR* de forme carré [73], surtout pour les applications métamatériaux bi-bandes.

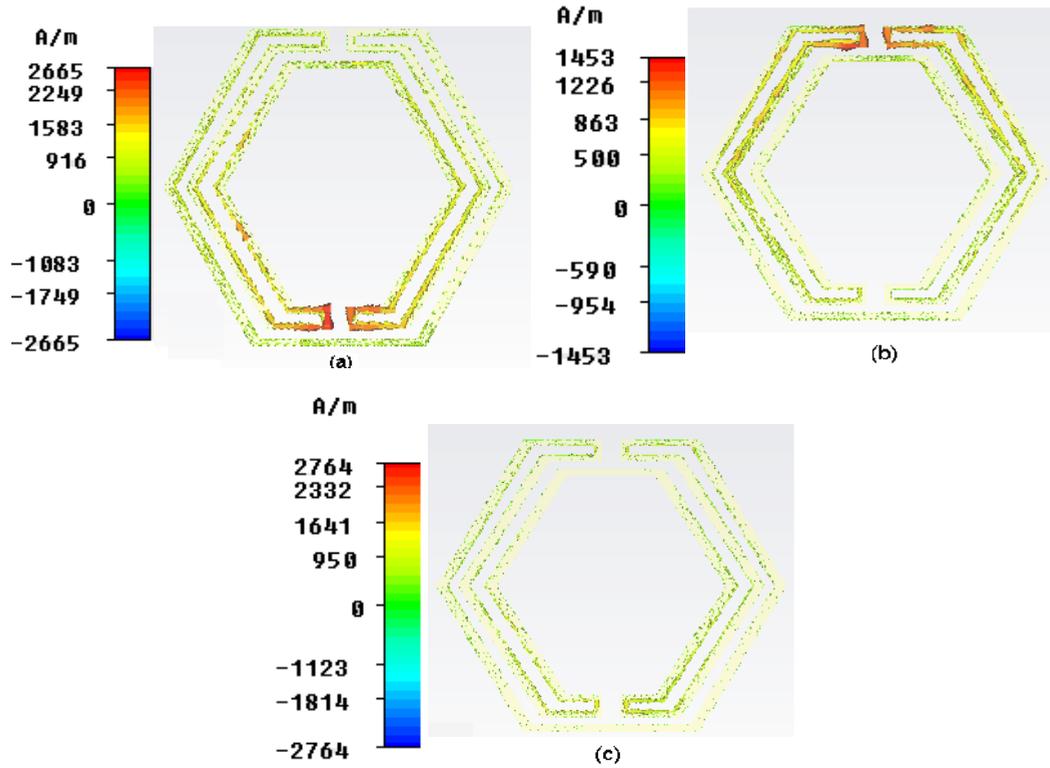


Figure 4.8 : Distribution du courant sur la cellule unitaire du *HSLR* pour chaque fréquence de résonance. (a) : $f_1 = 8.84 \text{ GHz}$, (b) : $f_2 = 10.2 \text{ GHz}$, $f_3 = 11.7 \text{ GHz}$.

4.3 Structure tri-bandes proposée

4.3.1 Conception

Le but de cette partie est de présenter une nouvelle conception du RAF multi bande à partir de la figure 3.1 (chapitre 3) dans laquelle nous avons changé quelques dimensions des paramètres du résonateur comme la longueur des arêtes, la largeur de la fente, ainsi que la largeur de la métallisation, en plus de l'ajout d'un autre anneau.

La structure proposée est composée de trois résonateurs métalliques en cuivre de forme hexagonale disposés sur la face d'un substrat diélectrique (*RO4003*) de permittivité relative 3.55. Les dimensions du substrat sont 7 mm , 7 mm , et 0.81 mm suivant les axes x , y , et z respectivement. La largeur de chaque résonateur est de 0.33 mm , avec une

coupure de 0.33 mm . Quant à l'épaisseur de la métallisation, elle est de 0.035 mm .

Pour la simulation de cette structure sous *CST MWS*, des conditions aux limites de murs électriques et magnétiques sont appliquées respectivement selon les axes y et z . La structure est polarisée de façon à ce que le champ magnétique est dirigé suivant l'axe z , le champ électrique est dirigé suivant l'axe y , le vecteur d'onde est suivant l'axe x . La simulation est faite sur une bande de fréquence entre 2 GHz et 10 GHz avec un incrément de 0.1 GHz . La figure 4.9 représente le schéma de la cellule unitaire dans le logiciel de *CST MWS*.

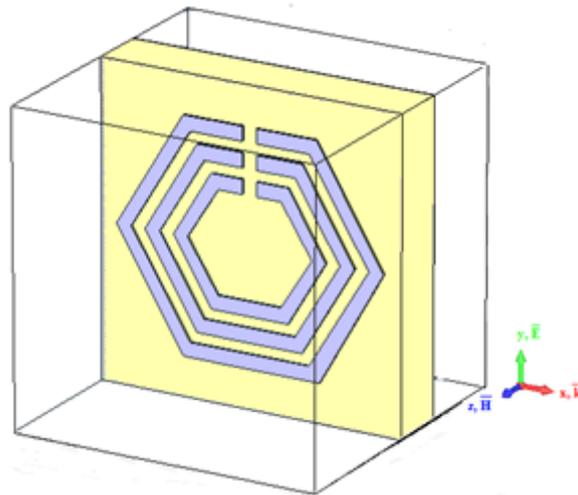


Figure 4.9 : Cellule unitaire de la structure dans le logiciel de *CST MWS*.

La conception de notre structure est faite en trois étapes. Tout d'abord, la structure est composée d'une cellule unitaire composée d'un seul anneau pour lequel on a varié la longueur des arêtes. Les longueurs (L) égales à 4 mm , 3 mm , 2 mm pour *SRR - A*, *SRR - B*, *SRR - C* respectivement ont été choisies, comme le montre la figure 4.10.

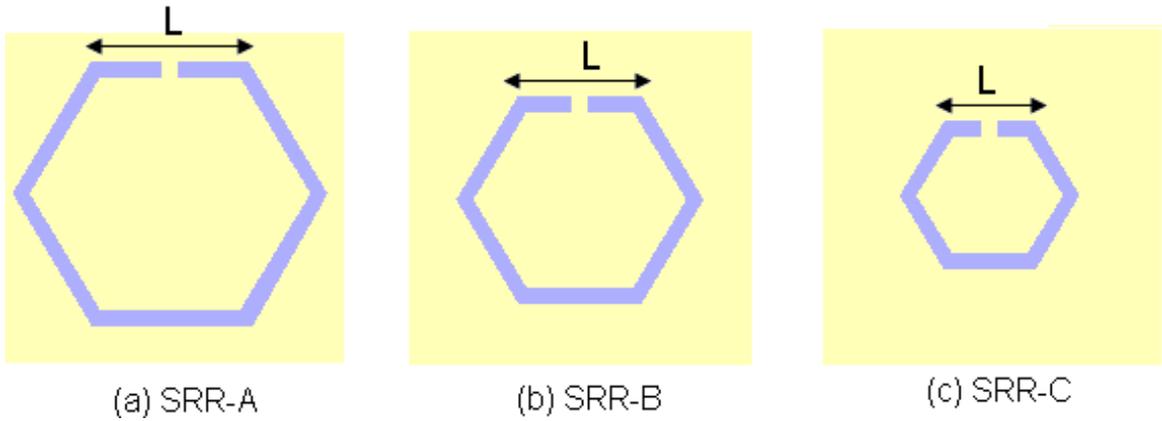


Figure 4.10 : Cellule unitaire du *HSRR* à un seul anneau avec les différentes longueurs L .

Dans l'étape suivante, la cellule unitaire est formée de deux anneaux en combinant *SRR - A* et *SRR - B* comme illustré sur la figure 4.11(a). La dernière structure est formée de trois anneaux en combinant les trois types de résonateurs *SRR - A*, *SRR - B* et *SRR - C*, comme représenté sur la figure 4.11(b).

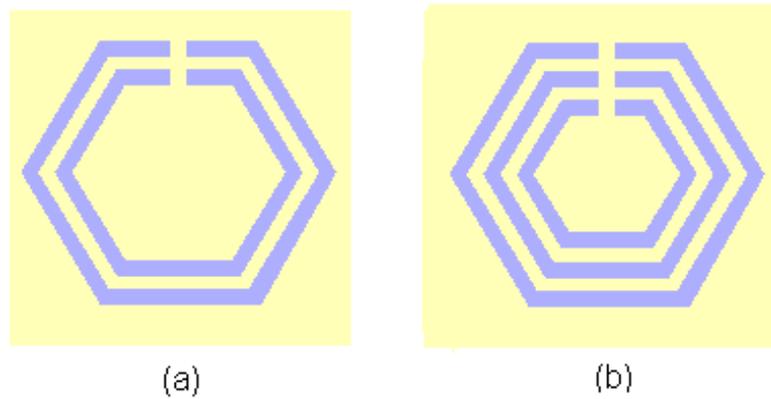


Figure 4.11 : Cellule unitaire du *HSRR* avec :

(a) : deux anneaux. (b) : trois anneaux.

L'amplitude et la phase du coefficient de transmission S_{21} de la cellule unitaire des structures *SRR - A*, *SRR - B*, et *SRR - C* sont présentées par la figures 4.12. Nous observons des fréquences de résonances à 5.19 GHz , 6.56 GHz , and 8.37 GHz pour des longueurs $l = 4 \text{ mm}$, 3 mm , 2 mm respectivement.

Les fréquences de résonance sont dues à l'effet capacitif créé par la géométrie de la structure qui se comporte un circuit LC résonant avec une fréquence de résonance $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$. Lorsque la longueur diminue, la capacité diminue, et donc la fréquence de résonance augmente comme le montre la figure 4.13.

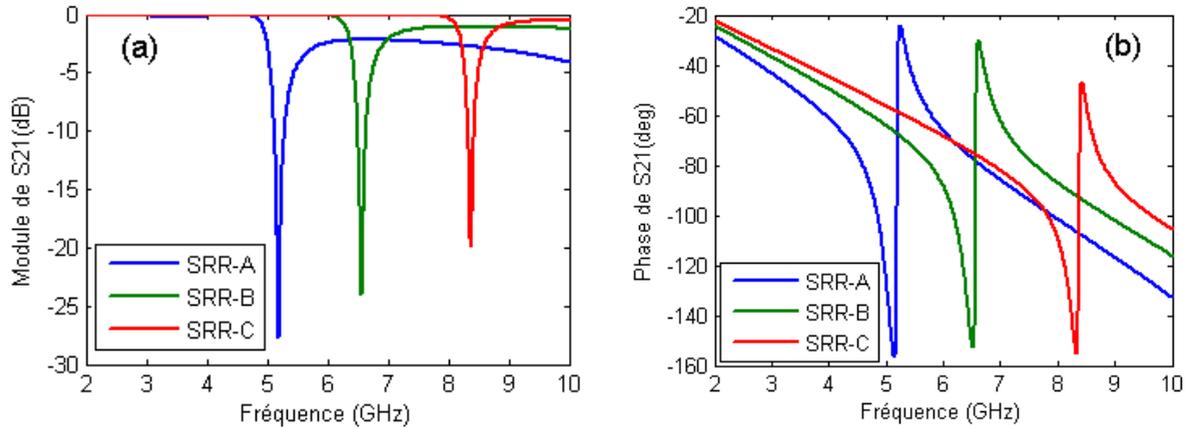


Figure 4.12 : Module et phase de S_{21} du $HSRR$ à un seul anneau.

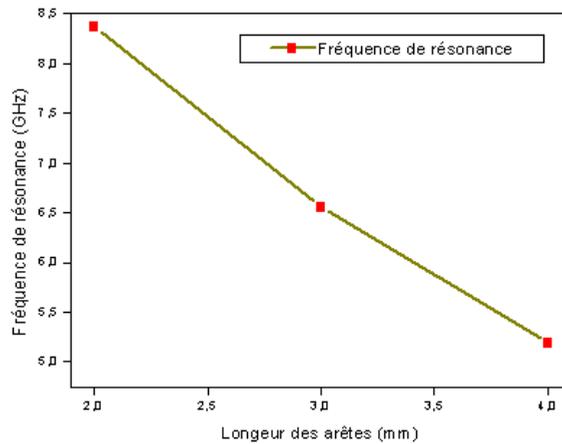


Figure 4.13 : Fréquence de résonance en fonction de la longueur des arêtes.

L'amplitude et la phase des paramètres S_{11} et S_{21} pour la structure du SRR hexagonale à deux anneaux sont présentées par les figures 4.14 (a) et 4.14 (b). On remarque la présence de deux fréquences de résonances situées à 5.08 GHz et 6.28 GHz respectivement. De même, la figure 4.15 (a) illustre les variations des parties réelle et imaginaire de

la perméabilité effective. On peut noter que la partie réelle de la perméabilité est négative dans la plage de fréquence située entre 4.97 GHz et 5.35 GHz , et entre 6.22 GHz et 6.4 GHz . Au delà de ces deux bandes, cette partie réelle est positive.

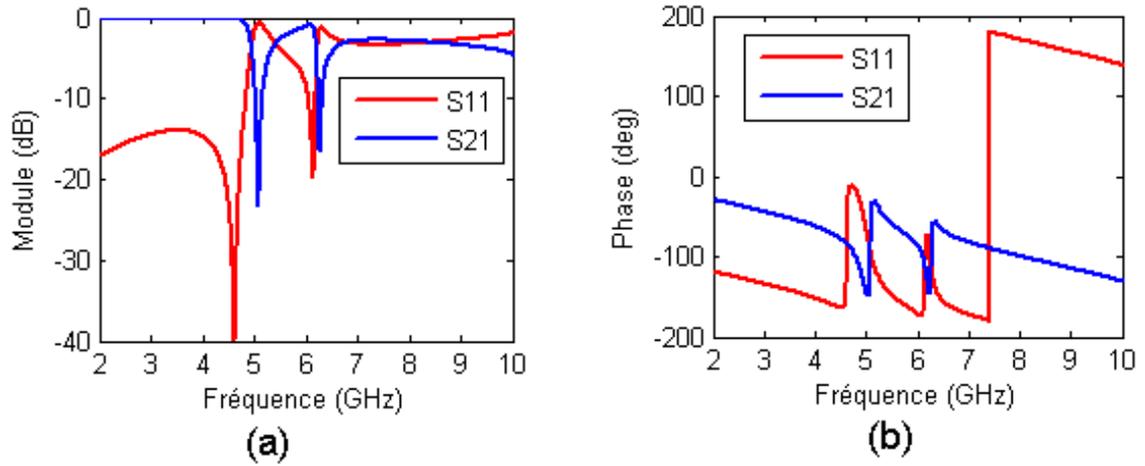


Figure 4.14 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du $HSRR$ à deux anneaux.

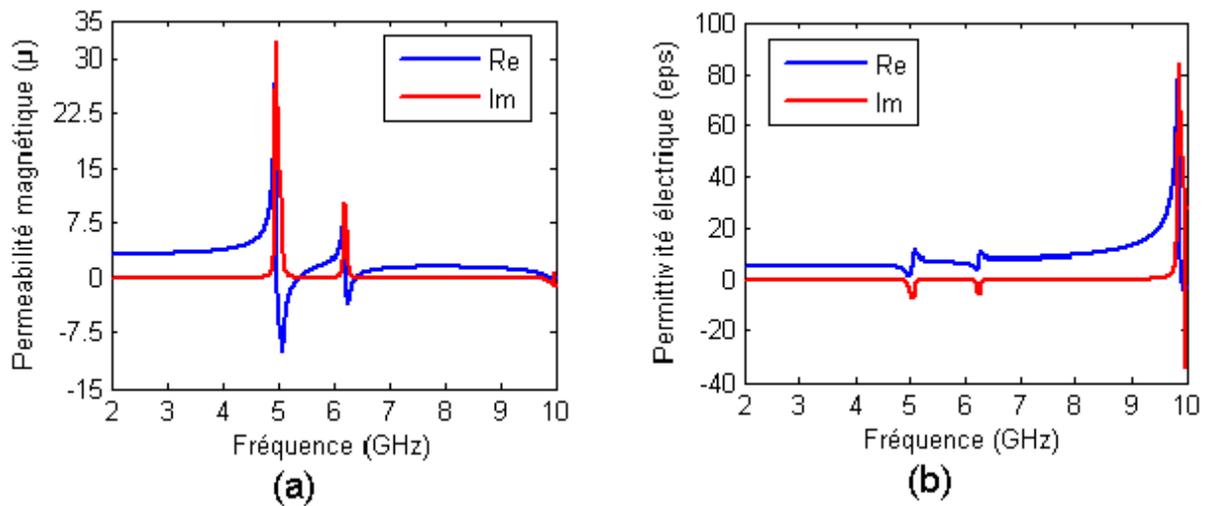


Figure 4.15 : Résultats du $HSRR$ à deux anneaux :

(a) : Re et Im de la perméabilité effective.

(b) : Re et Im de la permittivité effective.

Par ailleurs, la structure du SRR conçue de trois anneaux hexagonaux montre l'existence de trois résonances magnétiques situées à 5.06 GHz , 6.17 GHz et 8 GHz res-

pectivement. La partie réelle de la perméabilité est donc négative dans trois bandes de fréquences, soit de 4.95 à 5.3 GHz, de 6.15 à 6.26 GHz et de 7.98 à 8.03 GHz comme il apparait sur la figure 4.17.

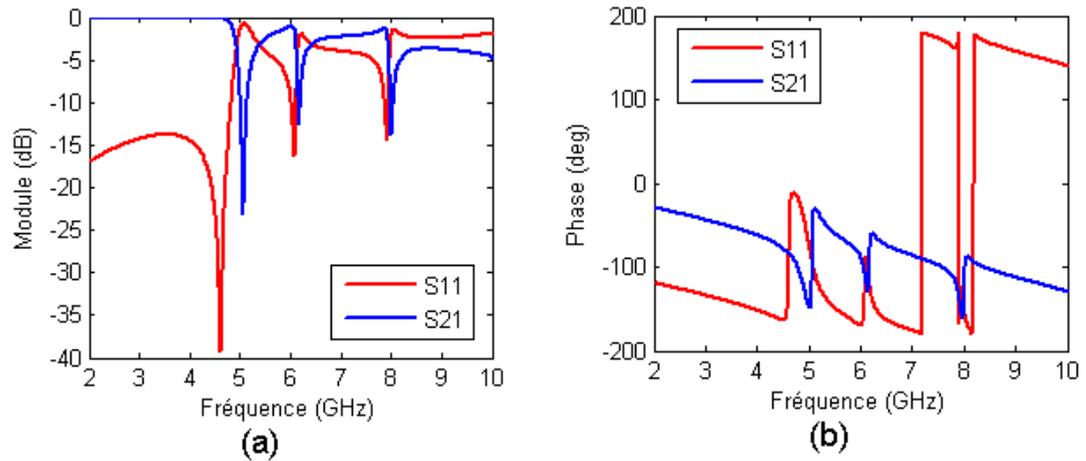


Figure 4.16 : Module et phase de S_{11} et S_{21} du $HSRR$ à un trois anneaux.

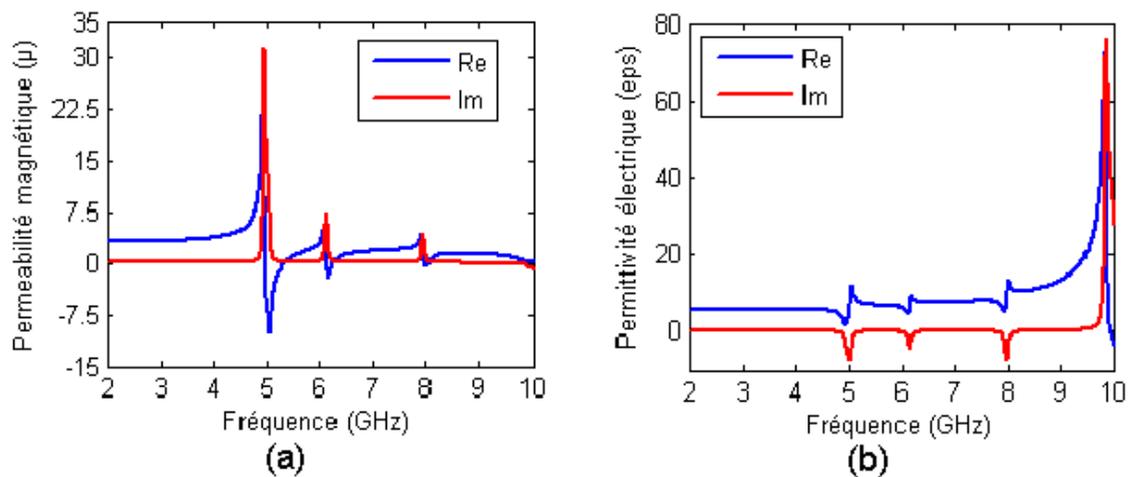


Figure 4.17 : Résultats du $HSRR$ à trois anneaux :

- (a) : Re et Im de la perméabilité effective.
- (b) : Re et Im de la permittivité effective.

Les valeurs de la fréquence de résonance calculées par *CST MWS* pour les différentes structures hexagonales sont résumées sur le tableau 1. Elles sont en accord avec celles

présentées dans la référence [72] pour la structure du SRR carré introduite par Pendry où les auteurs ont utilisés des géométries carrées de dimensions respectives à $l = 6 \text{ mm}$, 5 mm , et 4 mm .

Structures	$f_{rés} \text{ (GHz)} : \text{RAF carré [72]}$	$f_{rés} \text{ (GHz)} : \text{RAF hexagonal}$
$SRR - A$	4.24	5.19
$SRR - B$	5.34	6.56
$SRR - C$	6.77	8.37
SRR à deux anneaux	4.01, 5.19	5.08, 6.28
SRR à trois anneaux	4.1, 5.05, 6.53	5.06, 6.17, 8

Tableau 4.1 : Fréquences de résonance pour les différentes structures étudiées.

Ces résultats montrent bien que le nombre de résonances magnétiques peut être déterminé à partir du nombre d'anneaux concentriques formant le résonateur dans les limites des contraintes géométriques. L'intérêt de notre structure proposée apparaît clairement dans la miniaturisation de la taille des matériaux utilisés.

4.4 Conception d'une structure métamatériaux quadribandes

La conception de la structure quadribande proposée a la forme de la structure $HSLR$ introduite dans la section précédente dont laquelle nous avons ajouté une ligne microruban de forme U dans la partie interne de la boucle comme représenté sur la figure 4.18. Les principaux paramètres modifiés sont : la taille de la fente des anneaux, la taille du substrat sur lequel il est imprimé le résonateur, la taille de la métallisation, ainsi que l'espacement entre les anneaux. Les changements effectués sur la structure initiale sont résumés sur le tableau suivant.

Paramètres	d	w	t	a	b	L	L_1
Dimensions (mm)	1.6	0.2	0.2	0.3	0.4	6	12

Tableau 4.2 : Dimensions des paramètres de la structure quadribandes.

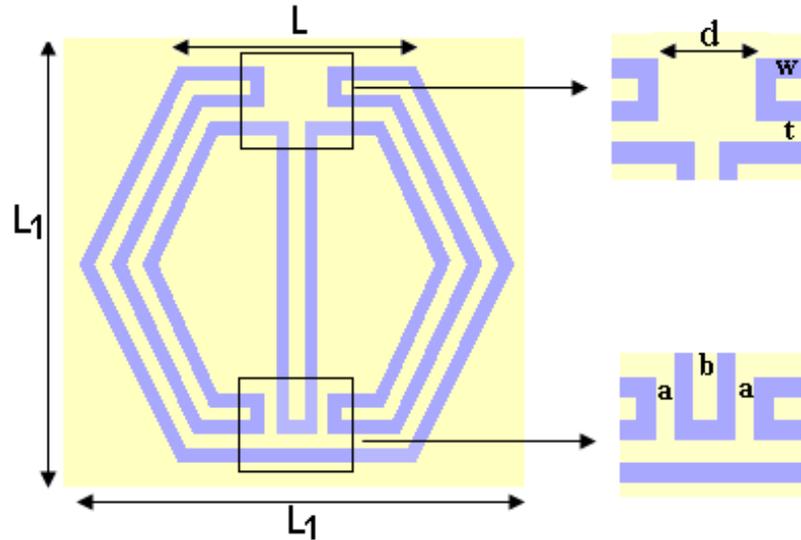


Figure 4.18 : Géométrie de la structure *HSLR* modifiée avec ses dimensions.

Sur la figure 4.19, on représente le module des coefficients de réflexion et de transmission calculés par les deux simulateurs électromagnétiques *HFSS* et *CST Microwave Studio*. Les résultats obtenus par les deux logiciels sont en très bon accord et montrent que le coefficient de réflexion donne cinq fréquences de résonances situées respectivement à $f_1 = 3.38 \text{ GHz}$, $f_2 = 3.95 \text{ GHz}$, $f_3 = 4.26 \text{ GHz}$, $f_4 = 5.23 \text{ GHz}$, et $f_5 = 5.88 \text{ GHz}$.

Les paramètres effectifs tels que la permittivité et la perméabilité effectives calculés à partir des coefficients de réflexion et de transmission, sont illustrés sur les figures 4.20, et 4.21. L'ajout de la ligne microruban vers le bas permet d'avoir de nouvelles fréquences de résonances par rapport à la structure précédente. Donc les résultats obtenus par *HFSS* et *CST* indiquent que la structure finale donne un fonctionnement quadribandes opérants en bandes *S* et *C* utilisées dans différentes applications telles que les radars et les satellites de communication. Trois bandes étroites de fréquence présentant une perméabilité négative

situées respectivement entre 3.35 GHz et 3.45 GHz , 3.9 GHz et 4.02 GHz , et entre 5.85 GHz et 5.9 GHz , (figure 4.20), et une bande où la permittivité est négative. Cette bande est comprise entre 5.15 GHz et 5.28 GHz (figure 4.21).

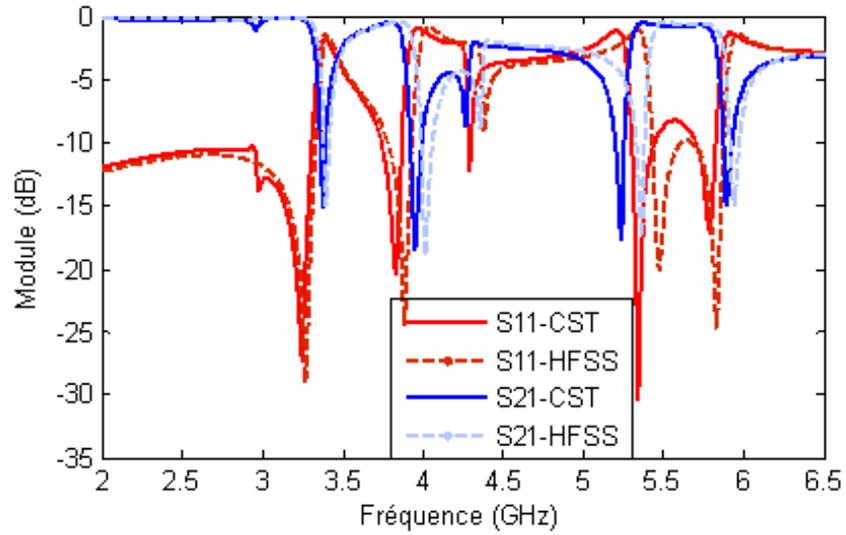


Figure 4.19 : Module de S_{11} et S_{21} du *HSLR* modifié.

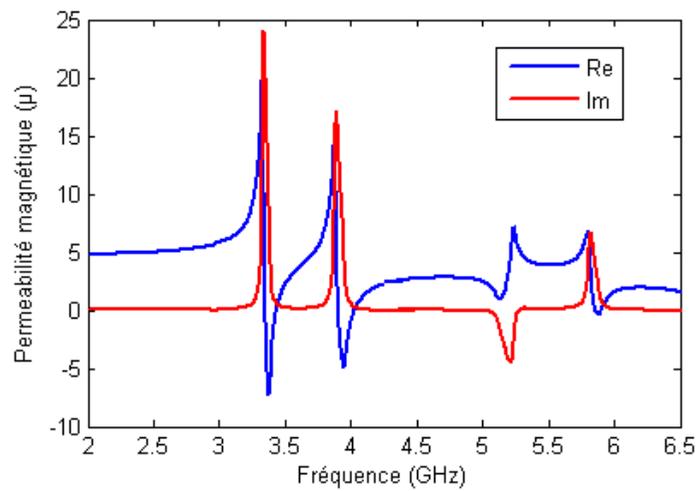


Figure 4.20 : Re et Im de la perméabilité effective.

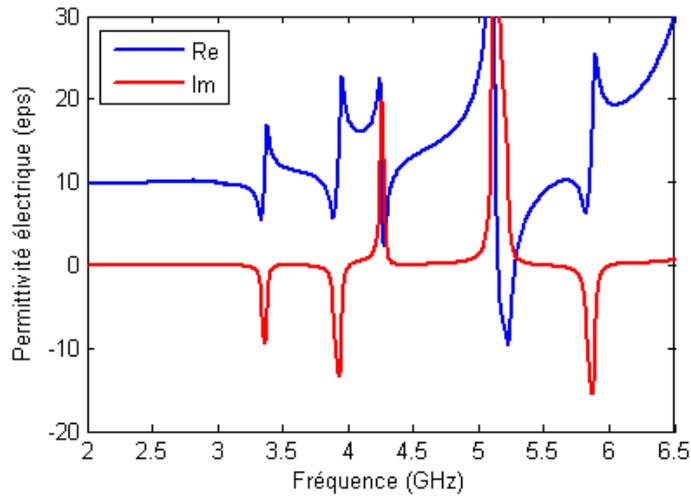


Figure 4.21 : Re et Im de la permittivité effective.

4.5 Conclusion

Pour avoir des structures en métamatériaux tri-bandes, l'utilisation de résonateurs fendus à plusieurs anneaux est indispensable. La conception des structures proposées par *HFSS* et *CST* donne des structures métamatériaux bi-bandes, tri-bandes, et quadri-bandes opérant sur des bandes de fréquences distinctes. Les résultats présentés assurent que ces milieux peuvent être exploités pour la conception, la caractérisation, et la fabrication de nouveaux métamatériaux dans le domaine des micro-ondes, afin de les utiliser dans la construction de nouveaux dispositifs multibandes comme les antennes et les filtres électromagnétiques.

**Conclusion Générale
et Perspectives**

Conclusion Générale et Perspectives

Notre travail a été consacré à l'étude des propriétés électromagnétiques des différentes structures constituant le matériau main gauche en utilisant la méthode d'extraction des paramètres effectifs. Cette méthode permet l'extraction des paramètres effectifs tels que la perméabilité, la permittivité, l'indice de réfraction et l'impédance d'onde du milieu équivalent à partir des coefficients de réflexion et de transmission. Pour commencer, nous avons présenté dans le premier chapitre un état de l'art des métamatériaux, ainsi que leurs applications potentielles.

Nous avons abordé dans le deuxième chapitre l'étude des composites qui sont utilisés pour la fabrication d'un milieu présentant simultanément une perméabilité et une permittivité négatives. On a traité le cas des composites constitués de :

- * boucles fermées : aucune résonance n'est observée.
- * boucles ouvertes où split ring resonators : il présente une perméabilité résonante (allure de Lorentz).
- * tiges métalliques continues : ce milieu est non résonant et sa permittivité présente une dispersion de Drude et une perméabilité constante et proche de un.
- * tiges métalliques discontinues : ce milieu est résonant et sa permittivité présente une dispersion de Lorentz.
- * milieu composé de tiges métalliques et de split ring resonator (MMG) : Il présente une perméabilité résonante avec une dispersion de Lorentz et une permittivité avec une dispersion de Drude.

La conception des différentes structures en métamatériaux a été réalisée à l'aide des logiciels de conception *HFSS* et *CST Microwave studio*. Ces conceptions ont conduit à des bandes de fréquences avec des permittivité et perméabilité simultanément négatives. Nous avons mis en évidence une bande de fréquence où les paramètres effectifs ont un comportement anormal : dans le cas d'un composite magnétique résonant, la permittivité effective est anti-résonante en partie réelle et la partie imaginaire est positive.

La conception d'une nouvelle structure de résonateur en anneau fendu présentant une perméabilité négative a été présentée. Cette dernière présentait une fréquence de résonance plus faible que celle de la géométrie du RAF initial conduisant à une miniaturisation en termes de dimensions électriques. De plus, ce type de résonateur a l'avantage d'être compact tout en ayant une large bande passante, facilement intégrable dans des dispositifs microondes de petites tailles et de faible coût.

L'objet de la dernière partie consiste à la conception de différentes structures métamatériaux conduisant à des structures bi-bandes, tri-bandes et quadribandes et trouvant leurs applications dans divers domaines du spectre électromagnétique.

Enfin, les différents résultats obtenus dans le présent travail, ont ouvert une direction de recherche qui nous suggère de consacrer ultérieurement nos activités à un futur travail basé sur :

1. L'étude de l'existence du modèle des circuits équivalents pour les structures métamatériaux multibandes permettant de valider les résultats de simulation.
2. L'étude du rôle que présente les structures métamatériaux monobandes et multibandes dans la miniaturisation des dispositifs microondes notamment les antennes et les filtres électromagnétiques.
3. La validation des résultats des résonateurs multibandes simulés, à travers la réalisation de ces types de structures et la prise de mesures sur ces différentes configurations qui donnent des résultats prometteurs pour des applications industrielles.

Bibliographie

- [1] **C. Caloz, and T. Itoh**, « Electromagnetic Metamaterials : Transmission Line Theory and Microwave Applications». New York : Wiley, 2006.
- [2] **N. Engheta, and R. W. Ziolkowski**, eds,« Metamaterials : Physics and Engineering Explorations ». New York : Wiley, 2006.
- [3] **A. K. Sarychev, and V. M. Shalaev**, « Electrodynamics of Metamaterials ». Singapore : World Scientific, 2007.
- [4] **V. G. Veselago**, « The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of epsilon and mu ». Soviet Physics Usp, vol. 10, no. 4, pp 509, 1968.
- [5] **A. Moroz**, « Some negative refractive index material headlines long before Veselago work and going back as far as to 1905 ». <http://www.wave-scattering.com/negative.html>.
- [6] **S. A. Tretyakov**, « Research on negative refraction and backward-wave media : A historical perspective ». Dans Negative refraction : Revisiting electromagnetics from microwaves to optics - EPFL Latsis symposium, (Lausanne, Suisse), pp 30–35, 2005.
- [7] **L. I. Mandelshtam**, « Lectures on certain problems in the theory of oscillations ». Dans Recueil intégral des travaux, tome 5 - Publié par Leningrad Akademiya Nauk SSRR, 1950, (traduit du Russe par E. F. Kuester), pp 461–467, 1944.
- [8] **J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs**, « Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures ». Physical Review Letters, vol. 76, no. 25, pp. 4773–4776, 1996.

- [9] **J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart**, « Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena ». *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, no. 11, pp. 2075-2084, 1999.
- [10] **D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz**, « Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity ». *Physical Review Letters*, vol. 84, no. 18, pp. 4184-4187, 2000.
- [11] **R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz**, « Experimental verification of a negative index of refraction ». *Science*, vol. 292, pp. 77-79, 2001.
- [12] **V. G. Veselago and E. E. Narimanov**, « The left hand of brightness : past, present and future of negative index materials ». *Nature materials*, vol. 5, 2006.
- [13] **H. J. Lezec, J. A. Dionne, and H. A. Atwater**, « Negative refraction at visible frequencies ». *Science*, vol. 316 :430–432, 2007.
- [14] **J. B. Pendry**, « Negative refraction makes a perfect lens ». *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, pp. 3966 3969, *Oct* 2000.
- [15] **U. Leonhardt**, « optical conformal mapping ». *Science*, vol. 312 :1777–1780, 2006.
- [16] **A. Ourir, A. de Lustrac, and J.-M. Lourtioz**, « All-metamaterial-based sub-wavelength cavities for ultrathin directive antennas ». *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 8, p. 084103, 2006.
- [17] **A. Toscano and L. Vegni**, « Metamaterial applications in rfid », *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 51, no. 11, p. 2745, 2009.
- [18] **P. He, J. Gao, C. T. Marinis, P. V. Parimi, C. Vittoria, and V. G. Harris**, « A microstrip tunable negative refractive index metamaterial and phase shifter », *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 19, p. 193505, 2008.
- [19] **A. Sihvola**. « metamaterials in electromagnetics ». *Metamaterials*, vol. 1, no. 1, February 2007.
- [20] **J. B. Pendry**, « negative refraction », *Contemporary Physics*, vol. 45, no. 3, pages 191-202, 2004.

- [21] **A. Zermane**, « Contribution à l'étude et la faisabilité de micro-résonateurs en structure planaire », Thèse de doctorat, discipline : Optique Photonique et Hyperfréquences, Université de Constantine et Jean Monnet de Saint-Étienne, 2011.
- [22] **L. Landau, E. Lifchitz, and P. Pitaevskii**, Electrodynamics of continuous media. Oxford : Butterworth - Heinemann, 1984.
- [23] **J. S. Toll**, « Causality and the dispersion relation : logical foundations ». Phys. Rev., vol. 104, pages 1760–1770, 1956.
- [24] **D. R. Smith**, « Negative refractive index in left-handed materials ». Phys. Rev. Lett., vol. 85, pages 2933 – 2936, 2000.
- [25] **C. A. Balanis**, Advanced engineering electromagnetics. Canada : John Wiley and Sons, 1989.
- [26] **J. A. Stratton**, « Electromagnetic theory ». New-York : McGraw-Hill book company, 1941.
- [27] **M. Wohlers**, « On the passivity and stability of propagating electromagnetic waves ». IEEE Trans. on circuits and systems, vol. 18, pages 332–336, 1971.
- [28] **R. A. Depine et A. Lakhtakia**, « Comment I on : Resonant and anti-resonant frequency dependence of the effective parameters of metamaterials ». Phys. Rev. E, pages 048601–1, 2004.
- [29] **A. L. Efros**, « Comment II on : Resonant and antiresonant frequency dependence of the effective parameters of metamaterials ». Phys. Rev. E, pages 048602–1–2, 2004.
- [30] **H. B. Callen et T. A. Welton**, « Irreversibility and generalized noise ». Phys. Rev., vol. 83, pages 34–40, 1951.
- [31] **B. Yavorski et A. Detlaf**, « Aide mémoire de physique ». Moscou : Éditions Mir, 1975.
- [32] **S. A. Schelkunoff et H. T. Friis**, « Antennas : Theory and Practice ». New York : Wiley, 1952.

- [33] **C. Caloz, A. Sanada, and T. Itoh**, « A novel composite Right-/Left-Handed coupled-line directional coupler with arbitrary coupling level and broad bandwidth », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* », vol. 52, no. 3, pp. 980–992, 2004.
- [34] **Alain PRIOU**, « Matériaux composites en électromagnétisme : Matériaux chargés, matériaux électroniques et métamatériaux », *Techniques de l'ingénieur*, Tl.e 1165.
- [35] **B. I. Wu, W. Wang, J. Pacheco, X. Chen, T. Grzegorzcyk, and J. A. Kong**, « A study of using metamaterials as antenna substrate to enhance gain », *Progress in Electromagnetics Research*, vol. 51, pp. 295–328, 2005.
- [36] **A. M. Nicolson et G. F. Ross**, « Measurement of the intrinsic properties of materials by timedomain techniques ». *IEEE Trans. Instr. Measurements*, vol. 19, pages 377–382, 1970.
- [37] **W. B. Weir**, « Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies ». *Proceedings of the IEEE*, vol. 62, pages 33–36, 1974.
- [38] **D. R. Smith, D. C. Vier, N. Kroll, and S. Schultz**, « Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients », *Physical Review B*, vol. 65, no. 19, 2002.
- [39] **X. Chen, T. M. Grzegorzcyk**, « Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials ». *Phys. Rev. E* 70, 016608, 2004.
- [40] **Chen, X., Wu, B., Kong. J. A., and Grzegorzcyk, T. M**, « Retrieval of the effective constitutive parameters of bianisotropic metamaterials » *Phys. Rev. E* 71, 046610, 2005.
- [41] « High Frequency Structure Simulator v 9.2 », Ansoft Corporation, 2004.
- [42] User Manual, Version 5.0, CST GmbH, Darmstadt, Germany, 2005, <http://www.cst.com>.

- [43] **J. D. Baena, J. Bonache**, « Equivalent-circuit models for split-ring resonators and complementary split-ring resonators coupled to planar transmission lines ». *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 53, no. 4, pp. 1451–1461, 2005.
- [44] **F. Bilotti, A. Toscano, L. Vegni, K. Aydin, K. B. Alici, and E. Ozbay**, « Equivalent circuit models for the design of metamaterials based on artificial magnetic inclusions », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 55, no. 12, pp. 2865–2873, 2007.
- [45] **R. Marqués, F. Medina, and R. Raffi-El-Idrissi**, « Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed metamaterials », *Physical Review B*, vol. 65, no. 14, pp. 144440, 2002.
- [46] **K. Aydin, I. Bulu, K. Guven, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, and E. Ozbay**, « Investigation of magnetic resonances for different split-ring resonator parameters and designs ». *New J Phys* 7, 168, 2005.
- [47] **K. Aydin, and E. Ozbay**, « Identifying magnetic response of split-ring resonators at microwave frequencies ». *Opto-Electron Rev* 14, 193-199, 2006.
- [48] **V. V. Varadan, In Kwang Kim**, « Effect of Capacitive Coupling between Split-Ring Resonators », *Antennas and Propagation Society International Symposium*, July 2008, San Diego, CA.
- [49] **K. Aydin, K. Guven, M. Kafesaki, L. Zhang, C. M. Soukoulis, and E. Ozbay**, « Experimental observation of true left-handed transmission peaks in metamaterials ». *Opt Lett* 29, 2623-2625, 2004.
- [50] **P. Gay-Balmaz and O. J. F. Martin**, « Electromagnetic resonances in individual and coupled split-ring resonators ». *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 5, pp. 2929–2936, 2002.
- [51] **R. Marqués, F. Mesa, J. Martel, and F. Medina**, « Comparative analysis of edge- and broadside-coupled split ring resonators for metamaterial design - theory and experiments », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 51, pp. 2572–2581, October 2003.

- [52] **D. R. Smith, D. C. Vier, N. Kroll, and S. Schultz**, « Direct calculation of permeability and permittivity for a left-handed metamaterial », *Applied Physics Letters*, vol. 77, no. 14, pp. 2246–2248, October 2000.
- [53] **H. Benosman, N. Boukli Hacene**, « Study of artificial magnetic material For microwave applications », *International Journal of Advances in Materials Science and Engineering (IJAMSE)* Vol.2, No.2, July 2013.
- [54] **D. Seetharamdoo, R. Sauleau, K. Mahdjoubi et A-C. Tarot**, « Homogenisation of negative refractive index metamaterials : comparison of effective parameters of broadside coupled and edge coupled split ring resonators ». *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 4, 3761–3764, 2004.
- [55] **D. R. Smith, D. C. Vier, N. Kroll, and S. Schultz**, « Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials », *Physical Review*, E 71, 036617, 2005.
- [56] **C. R. Simovski and S. He**, « Frequency range and explicit expressions for negative permittivity and permeability for an isotropic medium formed by a lattice of perfectly conducting omega particles », *Physics Letters A*, vol. 311, no. 2-3, pp. 254–263, May 2003.
- [57] **J. Huangfu, L. Ran, H. Chen, X. Zhang, K. Chen, T. M. Grzegorzczuk, and J. A. Kong**, « Experimental confirmation of negative refractive index of a metamaterial composed of omega-like metallic patterns », *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 9, pp. 1537–1539, March 2004.
- [58] **L. Ran, J. Huangfu, H. Chen, X. Zhang, K. Cheng, T. M. Grzegorzczuk, and J. A. Kong**, « Experimental study on several left-handed metamaterials », *Progress in Electromagnetics Research*, vol. 51, pp. 249–279, 2005.
- [59] **S. L. Prosvirnin and S. Zouhdi**, « Multi-layered arrays of conducting strips : switchable photonic bandgap structures », *International Journal of Electronics and Communications*, vol. 55, no. 4, pp. 260–265, July 2001.

- [60] **H. Chen, L. Ran, J. Huangfu, X. Zhang, K. Chen, T. M. Grzegorzczuk, and J. A. Kong**, « Left-handed metamaterials composed of only "S"-shaped resonators », *Physical Review E*, vol. 70, no. 5, pp. 057605, November 2004.
- [61] **F. Zhang, Q. Zhao, Y. Liu, C. Luo**, « Behaviour of hexagon split ring resonator and left handed materials », *Chin Phys Lett*, vol. 21, no. 7, pp. 1330, 2004.
- [62] **T. J. Yen, W. J. Padilla, N. Fang, D. C. Vier, D. R. Smith, J. B. Pendry, D. N. Basov, and X. Zhang**, « Terahertz magnetic response from artificial materials », *Science* 303,1494, 2004.
- [63] **S. Linden, C. Enkrich, M. Wegener, J. Zhou, T. Koschny, C.M. Soukoulis**, « Magnetic Response of Metamaterials at 100 Terahertz », *Science* 306, 1351, 2004.
- [64] **Ekmekci, E. and G. Turhan-Sayan**, « A Comparative investigation of resonance characteristics and electrical size of the double-sided SRR, BC-SRR and conventional SRR type metamaterials for varying substrate parameters," *Progress In Electromagnetics Research B*, Vol. 12, 35-62, 2009.
- [65] **H. Chen, L. Ran, J. Huangfu, X. Zhang, T. M. Grzegorzczuk, and J. A. Kong**, « Equivalent-circuit model for left handed metamaterials », *J. Appl. Phys*, vol. 100, pp. 024915, 2006.
- [66] **F. Aznar, J. Garcia-Garcia, M. Gil, J. Bonache, and F. Martin**, « Strategies for the miniaturization of metamaterial resonators », *Microw. Opt. Technol Lett.*, vol. 50, no. 5, pp. 1263–1270, 2008.
- [67] **F. E. Terman**, *Radio Engineers Handbook*, New York, McGrawHill, 1943.
- [68] **C. Saha, J. Y. Siddiqui**, « Estimation of the resonance frequency of conventional and rotational circular split ring resonator », *IEEE Applied Electromagnetics Conference (AEMC)*, Kolkata, 2009.
- [69] **E. Ekmekci, K. Topalli, T. Akin, and G. Turhan-Sayan**, « A tunable multi-band metamaterial design using micro-split *SRR* structures » *Opt. Exp.*, vol. 17, no. 18, pp. 16046–16058, 2009.

- [70] **H. Chen, L. Ran, J. Huangfu, X. Zhang, K. Chen, T. M. Grzegorzczuk, and J. A. Kong**, « Metamaterial exhibiting left-handed properties over multiple frequency bands » J. Appl. Phys., vol. 96, no. 9, pp. 5338–5340, 2004.
- [71] **C. Zhu, J. J. Ma, L. Li, and C. H. Liang**, « Multi-resonant metamaterial based on asymmetric triangular electromagnetic resonators », IEEE Antennas Wireless Propag. Lett., vol. 9, pp. 99–102, 2010.
- [72] **O. Turkmen, E. Ekmekci, G. Turhan-Sayan**, « A new multi-ring *SRR* type metamaterial design with multiple magnetic resonances », Progress in Electromagnetic Research Symposium, March 2011, marrakesh, Morocco, in press.
- [73] **E. Ekmekci and G. Turhan-Sayan**, « Single loop resonator : Dual-band magnetic metamaterial structure », Electron. Lett., vol. 46, no. 5, pp. 324–325, 2010.

Annexes

Annexe A

Vitesse de phase et vitesse de groupe dans un MMG

Suite à la même définition donnée pour le milieu main droite, la vitesse de phase dans un milieu main gauche est donnée par la relation suivante :

$$v_{\varphi} = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n}.$$

Si la vitesse de phase v_{φ} dépend de la pulsation ω de l'onde : il y a donc dispersion des vitesses de phases. Le phénomène de dispersion résulte donc d'une sensibilité du milieu à la fréquence de l'onde au niveau microscopique.

La description quantitative de la propagation d'onde dans un milieu dispersif, nécessite que le spectre du signal soit étroit et que le milieu ne soit pas trop dispersif, dans ce cas, on peut introduire la vitesse de groupe v_g qui représente la vitesse de propagation de l'enveloppe du paquet d'ondes défini par la relation $v_g = \frac{d\omega}{dk}$.

En utilisant la relation de dispersion $k = \frac{\omega}{c}n$, on obtient :

$$v_g = \frac{v_{\varphi}}{\alpha},$$

où $\alpha = 1 + \frac{\omega}{n} \frac{dn}{d\omega}$. On peut démontrer que α a le même signe que n . On a :

$$\begin{aligned} \alpha &= 1 + \frac{\omega}{n} \frac{dn}{d\omega} = 1 + \frac{d \ln |n|}{d \ln \omega} \\ &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{d \ln |\varepsilon|}{d \ln \omega} \right) + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{d \ln |\mu|}{d \ln \omega} \right) \\ &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\omega}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{d\omega} \right) + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\omega}{\mu} \frac{d\mu}{d\omega} \right) \end{aligned}$$

En utilisant l'inégalité de l'équation (1.10), on peut montrer que,

$$\begin{aligned} \left(1 + \frac{\omega}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{d\omega}\right) > 0 \text{ et } \left(1 + \frac{\omega}{\mu} \frac{d\mu}{d\omega}\right) > 0 & \text{ pour } \varepsilon > 0 \text{ et } \mu > 0 \\ \left(1 + \frac{\omega}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{d\omega}\right) < 0 \text{ et } \left(1 + \frac{\omega}{\mu} \frac{d\mu}{d\omega}\right) < 0 & \text{ pour } \varepsilon < 0 \text{ et } \mu < 0 \end{aligned}$$

On obtient :

$$\begin{aligned} \alpha > 0 & \text{ pour } \varepsilon > 0 \text{ et } \mu > 0 \\ \alpha < 0 & \text{ pour } \varepsilon < 0 \text{ et } \mu < 0 \end{aligned}$$

On voit clairement que α a le même signe que n , cela implique que la vitesse de phase v_φ et la vitesse de groupe v_g d'une onde électromagnétique sont dans des directions opposées dans un milieu main gauche et de même direction dans un milieu main droite.

On a alors :

$$\begin{aligned} MMD & \quad v_\varphi > 0 \quad (n > 0) & \quad \text{et } v_g > 0. \\ MMG & \quad v_\varphi < 0 \quad (n < 0) & \quad \text{et } v_g > 0. \end{aligned}$$

Annexe B

Présentation du logiciel HFSS

Ansoft *HFSS* (high Frequency structure simulator) est un logiciel de simulation électromagnétique qui permet de concevoir des structures en *3D*. La version utilisée dans les applications est la version 11.1. Il permet la modélisation et l'analyse électromagnétique des structures passives et tridimensionnelles. Ce logiciel intègre des simulations, des visualisations et une interface automatisée facile à utiliser pour résoudre rapidement et de façon efficace les problèmes électromagnétiques en *3D*. C'est un outil permettant le calcul du comportement électromagnétique de la structure. Il aide l'utilisateur à analyser de diverses propriétés électromagnétiques de la structure telles que les paramètres S , les fréquences de résonance et les champs électromagnétiques.

Son principe de calcul est basé sur la méthode des éléments finis. Le simulateur possède des outils et un poste de traitement pour une analyse plus détaillée des structures en *3D*. Il permet le calcul des points suivant :

1. Les paramètres S normalisés.
2. Les impédances caractéristiques des ports et leur constantes de propagation.
3. Les quantités de base : champs proches et lointains.

* **Avantages et inconvénients** : Les avantages de cette méthode sont :

- Etude de structures très complexe.
- Solution exacte au nœuds du maillage.
- *HFSS* utilise un algorithme nommé ALPS (Adaptive Lanczos Pade sweep) qui lui permet de générer un maillage adaptatif automatiquement.
- Prise en compte de la dépendance temporelle ou fréquentielle.

D'autre part, les inconvénients sont :

- Gourmande en ressources informatiques (mémoire, temps...).

- Solutions approximées.
- Erreurs de calculs numériques.
- Difficultés pour modéliser des structures très complexes.

* **L'interface HFSS**

Sur la figure ci dessous, on illustre la première fenêtre que l'utilisateur rencontre dès qu'il ouvre un nouveau projet. Le menu de projet contient un gestionnaire de tâches telles que l'ouverture et l'enregistrement des différents projets.

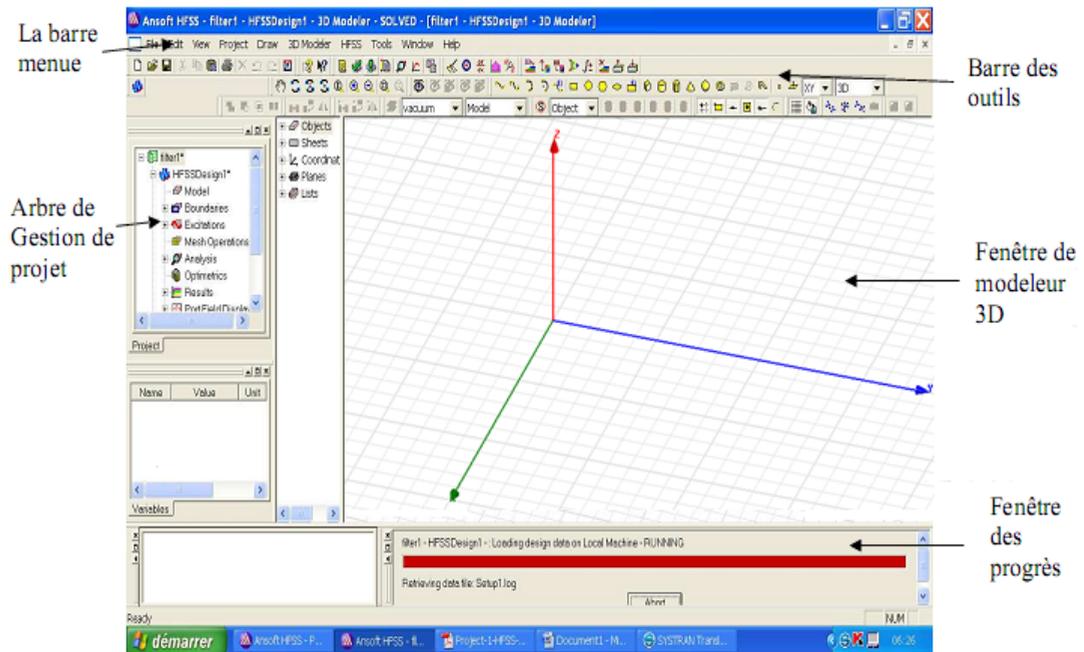


Figure B.1 : L'interface HFSS.

Pour concevoir une structure sous HFSS, la première étape est de dessiner le modèle géométrique de la structure qui doit être analysée. La seconde étape est de choisir les matériaux que les divers objets pour la conception de la structure. Une définition précise des frontières pour la structure doit être faite, comme le conducteur magnétique où électrique parfait. Ces conditions miment respectivement des conducteurs électriques et magnétiques parfaits, et par conséquent les champs \vec{E} et \vec{H} sont respectivement normaux a ces plans.

Au niveau *HFSS*, un port ou une source de tension doit être défini pour exciter la structure. Une fois que la structure est complètement modélisée, l'analyse de la structure est lancée, ceci inclut la définition de divers paramètres tels que la fréquence à laquelle l'amélioration adaptative de la maille a lieu et le critère de convergence. Une fois la simulation terminée, un poste traitement des données de la solution nous permet de visualiser les valeurs des paramètres S et le diagramme de rayonnement en champ lointain.

* **Le processus de *HFSS*** : Ansoft *HFSS* fournit un organigramme (figure B.2) facile à utiliser pour la conception de dispositifs passifs.

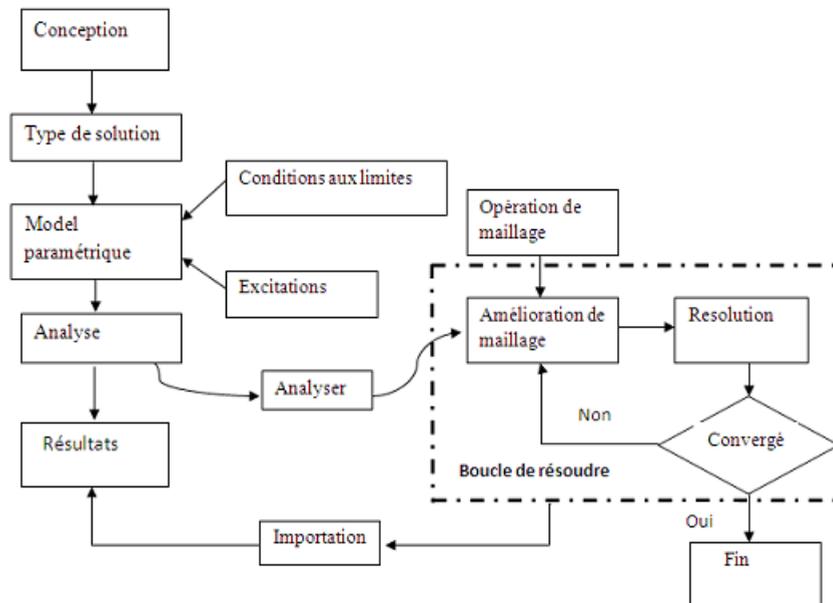


Figure B.2 : Le processus *HFSS*.

La création des dessins et des modèles, nécessite les éléments suivants :

1. **Parametric Model Generation** : création de la géométrie, des frontières, et des excitations.
2. **Analys steup** : définition des solutions d'installation et des fréquences de balayage.
3. **Results** : création des rapports des plans en $2D$.
4. **Solve loop** : la solution du processus est entièrement automatisée.

Le lecteur intéressé est encouragé à étudier des manuels spécifiques et des helps pour un arrangement complet de tous les dispositifs dans *HFSS*.

Annexe C

Présentation du logiciel CST MWS

CST Microwave studio fait partie de la suite *CST Design Studio* [42]. Il offre un certain nombre de solveurs différents, pour différents domaines d'applications. Etant donné qu'aucune de ces méthodes ne fonctionne aussi bien dans tous les domaines d'applications, ce logiciel contient quatre techniques de simulations différentes (Transient Solver, Frequency domain Solver, Integral Equation Solver, Eigenmode Solver) pour mieux répondre à leurs applications particulières.

* **Création d'un projet** : Après le lancement du CST DESIGN ENVIRONMENT, on choisit la création d'un nouveau projet *CST Microwave Studio* (figure C.1). On sélectionne le modèle pour une structure qui est la plus proche de la structure étudiée (figure C.2), mais on peut également partir de zéro par l'ouverture d'un projet vide.

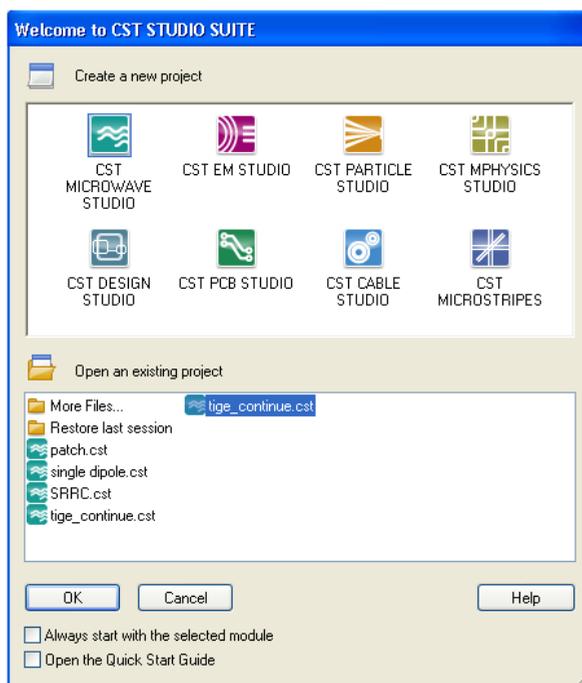


Figure C.1 : Différents simulateurs dans *CST Studio* suite.

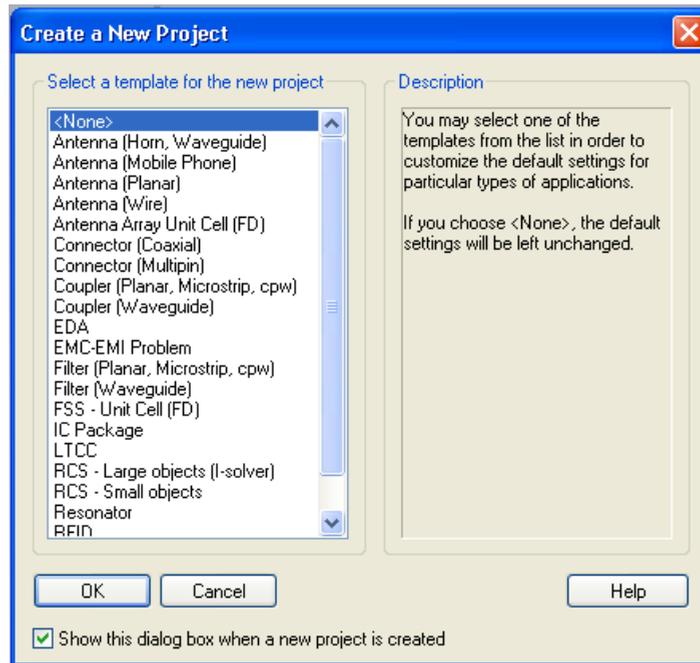


Figure C.2 : Modèles utilisés dans *CST MWS*.

Une caractéristique intéressante du système d'aide en ligne est le guide de démarrage rapide « Quick Start Guide » dans le menu Help → Quick Start Guide.

Le Quick Start Guide exécute une animation montrant l'emplacement de l'entrée désiré menu liées a fin de définir les étapes essentiels à suivre dans un projet.

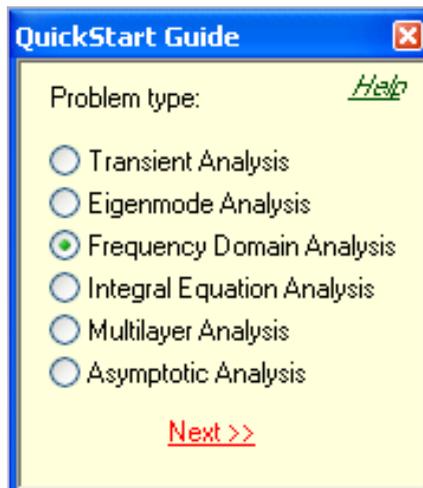


Figure C.3 : Fenêtre de Quick Start Guide.

* **Définir les unités** : Choisir les paramètres qui définissent les unités des dimensions, fréquences, temps, et température pour le problème étudié. Chaque type d'application à ces propres caractéristiques et le matériel du fond est différent d'un type à un autre.

* **Dessiner la structure** : Pour la modélisation de la structure en métamatériau, un certain nombre de différents outils de conception géométrique existent pour des géométries typiques tels que les cylindres, les sphères, etc. Ces formes peuvent être ajoutées ou se croisent à l'aide des opérateurs booléens pour construire des formes plus complexes.

* **Définir la gamme des fréquences** : Spécifier la gamme de fréquence en choisissant Solve Frequency dans le menu principal. Les réglages de fréquence sont importants car le générateur de maillage ajustera le raffinement de maillage à la gamme de fréquences spécifiée.

* **Définir les ports** : Chaque structure en métamatériau est excitée par une onde électromagnétique. On peut définir le port tel que Guide d'onde ou une source de courant ou de tension par port discret en choisissant Solve → Wave guide port. La définition correcte des ports est très importante pour obtenir des résultats précis des paramètres S .

* **Définir les conditions aux limites et les plans de symétrie** : On peut préciser certaines conditions aux limites pour chaque plan, en choisissant Solve → boundary Conditions. Si la structure est symétrique, il est préférable de définir les plans de symétrie afin de réduire le temps de simulation.

* **Démarrer la simulation** : Après avoir défini tous les paramètres nécessaires, on est prêt à commencer la première simulation. en choisissant le Solveur fréquentielle “ Frequency domain solver ” dans le menu Solver → Frequency domain solver.

* **Résultats de simulation** : Après l'exécution avec succès d'une simulation, vous serez en mesure d'accéder aux résultats des différents calculs et récupérer les données de sortie obtenus dans la partie 1D results.

Listes des Travaux Scientifiques

Publications Internationales

1. **H.BENOSMAN**, N.BOUKLI HACENE, “Multi-band meta-material structures based on hexagonal shaped magnetic resonators”. International journal of physical science, Vol. 8(17), pp. 803-808, 9 May, 2013.
2. **H.BENOSMAN**, N.BOUKLI HACENE, “Study of artificial magnetic material for microwave applications”. International Journal of Advances in Materials Science and Engineering, Vol.2, No.2, July 2013.
3. **H.BENOSMAN**, N. BOUKLI HACENE, “Design and simulation of double S shaped metamaterial”. International Journal of Computer Science Issues, Vol. 9, Issue 2, No 1, March 2012.

Communications Internationales

1. **H.BENOSMAN**, N.BOUKLI HACENE, «Contribution to the study of effective parameters of metamaterial structure using the reflection-transmission method ». International Congress on Telecommunication and Application'12, ICTA'12». Bejaia, April 11-12, 2012.
2. **H.BENOSMAN**, N.BOUKLI HACENE ,«Study of the Optical properties of a meta-material structure». 1st International conference on Numerical Physics, Faculty of Sciences USTOMB Oran, October 13-15, 2012.
3. **H.BENOSMAN**, N.BOUKLI HACENE, «Design of Multi-ring SRR Meta-material With Multiple Resonances Frequency». International conference on embedded systems in telecommunications and instrumentation (icesti'12), Annaba , November 5-7, 2012.

4. **H.BENOSMAN**, N.BOUKLI HACENE, «Multi-band Meta-material structures based on hexagonal shaped magnetic resonators».The 24th International Conference on Microelectronics (ICM 2012). Blida, December 17-20, 2012.
5. **H.BENOSMAN**, N.BOUKLI HACENE, «Study of Artificial magnetic Material for Microwave Applications».The 3rd International Conference on Advanced Materials Research, Dubai, UAE, January 19-20, 2013 (**accepted**).
6. **H.BENOSMAN**, N.BOUKLI HACENE, «Design and simulation of negative permeability material for microwave applications».Colloque International, TELECOM'2013 & 8èmes JFMMA, Marrakech-Maroc, Mars 13-14-15, 2013 (**accepted**).
7. **H.BENOSMAN**, N.BOUKLI HACENE, «Design and analyzes of dual band meta-material structure based on H shaped single loop magnetic resonator».Second International Workshop on Fracture Mechanics, Chlef, November 23-25, 2013 (**accepted**).

Communications Nationales

1. **H.BENOSMAN**, N.BOUKLI HACENE, «Etude de l'interaction d'une onde électromagnétique avec un milieu à indice de réfraction négatif».la 5ème Conférence Nationale sur les Rayonnements et leurs applications (CNRA'2013). Alger-, 18-20 Novembre 2013.
2. **H.BENOSMAN**, N.BOUKLI HACENE, «Extraction of effective parameters of a composite metamaterial structure».Conférence Nationale sur les Matériaux et Structures (CNMS'2013), ENP, Alger, 29-30 octobre 2013 (**accepted**).