

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université des Frères Mentouri Constantine

Faculté des Sciences de la Technologie

Département d'électronique

N° d'ordre :229/DS/2018

Série :22/Elec/2018

Thèse

Présenté en vue de l'obtention du

DIPLOME DE DOCTORAT EN SCIENCE

SPECIALITE : ELECTRONIQUE

Par :

Mme DAOUDI Samiha

Thème

***ETUDE ET SIMULATION DES STRUCTURES A GUIDE
D'ONDES PLANAIRES MULTICOUCHES IMPRIMEES SUR
DIELECTRIQUES BI-ANISOTROPES
-Application aux résonateurs micro-ondes-***

Soutenu le : 28/11/ 2018

Devant le jury :

Président	M. Abderraouf MESSAI	Prof. U. Frères Mentouri Constantine 1
Rapporteur	Mme Fatiha. BENABDELAZIZ	Prof. U. Frères Mentouri Constantine 1
Examineur	M. Mohamed LASHAB	Prof, U. d'Oum El-Bouaghi
Examineur	M. Tarek FORTAKI	Prof. U. Batna 2

Dédicaces

Je dédie cette thèse en premier à ma mère

A la mémoire de mon Père.

J'aurais souhaité votre présence en ce moment pour partager ma joie. Vous m'avez toujours fait preuve d'amour et d'affection, vous êtes toujours présents dans mon esprit et dans mon cœur. Aussi dans ce moment de joie, vous avez toutes mes pensées. Que vos âmes reposent en paix.

A mon mari

A mes enfants

A mes Sœurs et A mes frères

A Toutes la famille Daoudi et Bouderbala

A mes amies

A vous tous, Je dédie ce modeste travail

REMERCIEMENTS

Je remercie ALLAH le Tout-puissant de m'avoir donné le courage, la volonté et la patience de mener à terme cette présente thèse.

*Je voudrais exprimer ma plus sincère estime au Professeur **Mme Fatiha BENABDELAZIZ** pour ses encouragements constants, ses qualités humaines son soutien et ses conseils qui m'ont guidé tout au long de mon travail de recherche à l'Université des frères Mentouri de Constantine1, Département d'Electronique. L'inspiration, la finesse de ses jugements techniques et son immense expérience ont énormément contribué aux succès de ces recherches.*

*J'adresse mes plus respectueux remerciements **M. Abderraouf MASSAI**, Professeur à l'Université des frères Mentouri de Constantine1, Pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider le jury de soutenance de cette thèse. Je tiens à lui exprimer ici tous mes respects.*

*Je tiens à adresser mes sincères remerciements à **M. Mohamed LASHAB**, Professeur à l'Université Larbi Ben M'hidi de Oum El-Bouaghi, d'avoir accepté la lourde tâche d'être rapporteur de cette thèse et de participer à ce jury.*

*Je suis également très honoré que à **M. Tarek FORTAKI**, Professeur à l'Université de Batna1, se soit déplacé pour venir assister à ma soutenance et examiner ce travail.*

*J'adresse également mes remerciements à **Mr Chemseddine. ZEBIRI**, Maitre de conférences(A) à l'université Ferhat Abbas Sétif 1, pour sa présence précieuse, son soutien, sans oublié ses conseils et ses compétences, et pour ses aides à tout moment.*

Je remercie encore une fois de plus tous les membres de Jury d'avoir accepté de juger notre travail.

*Je remercie aussi **Dr Djamel Sayad** Enseignant à l'Université de Skikda pour sa contribution dans ma production scientifique.*

Je souhaiterais exprimer ma profonde gratitude à tous les enseignants, de l'Université des frères Mentouri Constantine1, qui ont tous, et sans aucune exception, contribué de près ou de loin à ma formation.

TABLE DES MATIERES

Remerciements	<i>i</i>
Abréviations	<i>v</i>
Listes des figures	<i>vi</i>

Introduction générale 1

Chapitre I : Généralités sur les lignes de transmission

I.1.Introduction	5
I.2. Analyse statique	6
I.3. Analyse dynamique	7
L.4. Différents types des lignes de transmission	9
1.4.1.a. Ligne micro-ruban	9
1.4.1.b. Les avantages et les inconvénients de la ligne micro-ruban	10
1.4.2.a. Ligne coplanaire	11
1.4.2.b. Les avantages et les inconvénients de la ligne coplanaire	12
1.4.3.a. Ligne à ailette (fin-line)	13
1.4.3.b. Les avantages de la ligne à ailette	14
I.5.Conclusion	15
Références	16

Chapitre II : Les méthodes numériques en électromagnétiques

II.1. Introduction	18
II.2. La méthode des éléments finis	18
II.3 Méthode des différences finies	20
II.4. La méthode des lignes de transmission	23
II.5. La Méthode des Moments	24
II.5.1. Principe de la Méthode des Moments	25
II.5.2. Fonctions de base et fonctions de test	27
II.5.2.a. Fonctions de base	27
II.5.2.b. Fonctions de test	27
1.Collocation	27

2. Moindre carré	28
3. Méthode de Galerkin	28
II.6. Méthode spectrale	29
II.7. La Technique de la Matrice Exponentielle Généralisée (GEMT) dans le domaine spectral.	29
II.8. Conclusion	33
Références	34

Chapitre III: Les lignes Planaires implantés sur milieux complexes

III .1 Introduction	37
III.2. Milieux linéaires homogènes et isotropes	38
III.3. Milieu bi-isotrope	39
III.4. Milieu anisotrope	39
III.5. Milieu Bi-anisotrope	39
III.6. Milieu chiral	41
III.7. Configuration et géométrie de la ligne microstrip simple et suspendue	43
III.7.1. Géométrie du problème par la Technique de la Matrice Exponentielle Généralisé	44
III.7.2. Conditions aux limites	47
III.7.3. Evaluation de tenseur de Green	50
III.7.4. Fonctions du courant de base Pour ligne microstrip	51
III.7.5. Evaluation de la caractéristique de dispersion	51
III.8. La ligne coplanaire suspendue	52
III.8.1. Evaluation de tenseur Green pour la ligne coplanaire suspendue	53
III.9. Structure multicouche à substrats chiraux	55
III.10. Résultat et Commentaires pour ligne micro-ruban	56
III.11. Résultats et commentaires pour les lignes microstrip suspendue et coplanaire suspendue	63
III.12. Résultats et commentaires pour ligne microstrip multicouches	70
III.13. Conclusion	73

Références	74
Chapitre IV: Résonateur planaire à microstrip suspendue	
IV.1. Introduction	79
IV.2. Résonateurs de types guides d'ondes et cavités résonnantes	79
IV.3. Résonateurs diélectriques	79
IV.4. Résonateurs planaires	79
IV.4.1. Les résonateurs planaires micro-rubans	80
IV.4.1.a. Structure technologique	80
IV.4.1.b. Principe de fonctionnement	81
IV.4.1.c. Techniques d'alimentations	81
a) Alimentation par ligne micro ruban	82
b) Alimentation par une ligne coaxiale	82
c) Alimentation à travers une ouverture dans le plan de masse	83
d)Alimentation couplé par proximité	83
IV.4.1.d. Avantages et limitations des résonateurs microrubans	84
IV.4.1.e. Applications	84
IV.5. Approche spectrale pour résonateur à substrat suspendu	85
IV.5.1. Introduction	85
IV.5.2. Méthode de solution pour la fréquence de résonance	86
IV.5.3. Résultats et discussions	88
IV.5.3.a. Méthodes de résolution numériques	88
IV.5.3.b. Test de convergence	89
IV.5.3.c. Effet de la chiralité sur la fréquence de résonance	89
IV.6. Conclusion	91
References	92
Conclusion générale	94
Annexe A	96
Annexe B	101
Résumé	116
Abstrat	117
ملخص	118

ABREVIATIONS

MIC Microwave Integrated Circuits (Circuits intégrés micro-ondes)

RFIC Radion-frequency Integrated Circuits (Circuits intégrés radio fréquence)

CPW Coplanar waveguide (Guide d'ondes coplanaire)

TEM Transverse Electromagnétique

TM Transverse électromagnétique

TE Transverse électrique

MoM Method of Moments (Méthode des Moments)

FEM Finite Element Method (Méthode d'éléments finis)

FDM Finite Difference Method (Méthode de différences finis)

FDTD Finite Difference Time Domain Method (Méthode de différence finis dans le domaine temporel)

TLM Transmission Line Method (Méthodes des lignes de transmission)

DC Courant Continu

GEMT Generalized Exponential Matrix Technique (Technique de la Matrice Exponentielle Généralisée)

LISTES DES FIGURES

Figure I.1. Coupe transversale d'une ligne micro-ruban	6
Figure I.2 : Coupe transversale de la ligne micro-ruban	10
Figure I.3 La configuration d'une ligne coplanaire	11
Figure I.4 : Différentes formes de lignes à ailettes	14
Figure II. 1 - Exemple de modélisation a éléments finis	19
Figure II.2 – Application de la DFDT sur un élément de base.	20
Figure .III,1 Quelques objet chiraux	
Figure III.1 : la coupe transversale d'une ligne micro-ruban suspendue blindé	42
Figure III.2 : La coupe transversale d'une ligne coplanaire suspendue	44
Figure III.3 : La coupe transversale d'une ligne coplanaire suspendue	52
Figure.III.4. Ligne microstrip multicouche à substrats bi-anisotropes	55
Figure.III.5 Le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-ruban	56
Figure.III.6.L'effet de chiralité ξ_{xx} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a,b) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (c) de la structure micro-ruban ($\varepsilon_r=2.53$).	57
Figure.III.7.L'effet de chiralité ξ_{xx} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-ruban ($\varepsilon_r =9.4$)	58
Figure.III.8. L'effet de chiralité ξ_{yy} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-ruban. ($\varepsilon_r =2.53$).	59
Figure.III.9. L'effet de chiralité ξ_{zz} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-ruban. ($\varepsilon_r =9.4$).	59
Figure.III.10.L'effet de chiralité η_{xx} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-ruban ($\varepsilon_r =9.4$).	60
Figure.III.11. L'effet de chiralité η_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-ruban ($\varepsilon_r =2.53$).	60
Figure.III.12.L'effet de chiralité η_{zz} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-ruban ($\varepsilon_r =9.4$).	61
Figure.III.13.L'effet de chiralité ζ_{xy} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-ruban ($\varepsilon_r =2.53$).	61
Figure.III.14.L'effet de chiralité ζ_{yz} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microruban($\varepsilon_r =2.53$).	62

Figure.III.15. L'effet de chiralité ζ_{xz} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-ruban ($\varepsilon_r = 2.53$).	62
Figure.III.16. Le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue	64
Figure.III.17. Le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue.	64
Figure.III.18. L'effet de chiralité ζ_{xx} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-strip suspendue. ($\varepsilon_r = 2.53$).	65
Figure.III.19. L'effet de chiralité ξ_{xx} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($\varepsilon_r = 2.53$)	65
Figure.III.20. L'effet de chiralité ζ_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r = 2.53$).	66
Figure.III.21. L'effet de chiralité ξ_{yy} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($\varepsilon_r = 2.53$)	66
Figure.III.22. L'effet de chiralité ζ_{zz} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r = 2.53$).	67
Figure.III.23. L'effet de chiralité ξ_{zz} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($\varepsilon_r = 2.53$)	67
Figure.III.24. L'effet de gyrotropie ζ_{xy} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r = 2.53$).	68
Figure.III.25. L'effet de gyrotropie ζ_{yx} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire. ($\varepsilon_r = 2.53$).	68
Figure.III.26. L'effet de gyrotropie ζ_{yz} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r = 2.53$).	69
Figure.III.27. L'effet de gyrotropie ζ_{zy} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire. ($\varepsilon_r = 2.53$)	69
Figure.III.28. L'effet de gyrotropie ζ_{zx} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r = 2.53$).	70
Figure.III.29. L'effet de gyrotropie ζ_{xz} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire. ($\varepsilon_r = 2.53$)	70
Figure.III.30. L'effet de chiralité, le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure multicouche. ($\varepsilon_r = 2.53$).	72
Figure.III.31. L'effet de chiralité, le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	72

(b) de la structure multicouche .($\epsilon_r=2.53$).	
Figure.III.32. L'effet de chiralité, le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	73
(b) de la structure multicouche $\epsilon_r=2.53$).	
Figure.III.33. L'effet de chiralité, le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	73
(b) de la structure multicouche .($\epsilon_r=2.53$).	
Figure IV.1 : Résonateur micro-ruban	80
Figure IV.2: Divers types d'éléments rayonnants	81
Figure IV.3. Alimentation par ligne micro ruban	82
Figure.IV.4. Alimentation par sonde coaxiale	82
Figure IV.5. Alimentation par fente (ou par ouverture)	83
Figure IV.6. Alimentation couplée par proximité.	84
Figure IV.7. Résonateur piégé à substrat suspendu	86
Figure IV.8. Présentation des fonctions de base pour densités de courant	88
Figure IV.9 Effet de l'élément ξ_{zx} réel sur la fréquence de résonance	91
Figure IV.10 Effet de l'élément ξ_{zx} imaginaire sur la fréquence de résonance	91
Figure.A.1. L'effet de chiralité ξ_{xx} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	96
(b) de la structure micro-ruban ($\epsilon_r = 20$).	
Figure.A.2. L'effet de chiralité ξ_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	96
(b) de la structure micro-ruban ($\epsilon_r = 9.35$).	
Figure.A.3. L'effet de chiralité ζ_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	97
(b) de la structure micro-ruban ($\epsilon_r = 20$).	
Figure.A.4. L'effet de chiralité ξ_{zz} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	97
(b) de la structure microruban. ($\epsilon_r=20$)	
Figure.A.5. L'effet de chiralité η_{xx} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	98
(b) de la structure micro-ruban. ($\epsilon_r = 2.53$).	
Figure.A.6. L'effet de chiralité η_{xx} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	98
(b) de la structure micro-ruban.($\epsilon_r = 20$)	
Figure.A.7. L'effet de chiralité η_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	99
(b) de la structure micro-ruban ($\epsilon_r = 9.35$).	
Figure.A.8. L'effet de chiralité η_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	99
(b) de la structure micro-ruban . ($\epsilon_r = 20$).	
Figure.A.9. L'effet de chiralité η_{zz} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	100

	(b) de la structure micro-ruban. ($\varepsilon_r = 2.53$).	
Figure.A.10.	L'effet de chiralité η_{zz} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	100
	(b) de la structure micro-ruban. ($\varepsilon_r = 20$).	
Figure.B.1.	L'effet de chiralité ζ_{xx} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	101
	(b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r = 9.35$).	
Figure.B.2.	L'effet de chiralité ξ_{xx} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	101
	(b) de la structure coplanaire suspendue. ($\varepsilon_r = 9.35$)	
Figure.B.3.	L'effet de chiralité ζ_{xx} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	102
	(b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r = 20$).	
Figure.B.4.	L'effet de chiralité ξ_{xx} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	102
	(b) de la structure coplanaire suspendue. ($\varepsilon_r = 20$)	
Figure.B.5.	L'effet de chiralité ζ_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	103
	(b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r = 9.35$).	
Figure.B.6.	L'effet de chiralité ξ_{yy} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	103
	(b) de la structure coplanaire suspendue. ($\varepsilon_r = 9.35$)	
Figure.B.7.	L'effet de chiralité ζ_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	104
	(b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r = 20$).	
Figure.B.8.	L'effet de chiralité ξ_{yy} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	104
	(b) de la structure coplanaire suspendue. ($\varepsilon_r = 20$)	
Figure.B.9.	L'effet de chiralité ζ_{zz} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	105
	(b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r = 9.35$).	
Figure.B.10.	L'effet de chiralité ξ_{zz} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	105
	(b) de la structure coplanaire suspendue. ($\varepsilon_r = 9.35$)	
Figure.B.11.	L'effet de chiralité ζ_{zz} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	106
	(b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r = 20$).	
Figure.B.12.	L'effet de chiralité ξ_{zz} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	106
	(b) de la structure coplanaire suspendue. ($\varepsilon_r = 20$)	
Figure.B.13.	L'effet de chiralité η_{xx} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	107
	(b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r = 2.53$).	
Figure.B.14.	L'effet de chiralité η_{xx} , pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	107
	(b) de la structure coplanaire suspendue. ($\varepsilon_r = 2.53$)	
Figure.B.15.	L'effet de chiralité η_{xx} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	108

	(b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r=9.35$).	
Figure.B.16.	L'effet de chiralité η_{xx} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	108
	(b) de la structure coplanaire suspendue.($\varepsilon_r=9.35$	
Figure.B.17.	L'effet de chiralité η_{xx} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	109
	(b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r=20$).	
Figure.B.18.	L'effet de chiralité η_{xx} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	109
	(b) de la structure coplanaire suspendue.($\varepsilon_r=20$)	
Figure.B.19.	L'effet de chiralité η_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	110
	(b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r=2.53$).	
Figure.B.20.	L'effet de chiralité η_{yy} , pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	110
	(b) de la structure coplanaire suspendue.($\varepsilon_r=2.53$)	
Figure.B.21.	L'effet de chiralité η_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	111
	(b) de la structure microstrip suspendue.(($\varepsilon_r=9.35$).	
Figure.B.22.	L'effet de chiralité η_{yy} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	111
	(b) de la structure coplanaire suspendue.($\varepsilon_r=9.35$)	
Figure.B.23.	L'effet de chiralité η_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	112
	(b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r=20$).	
Figure.B.24.	L'effet de chiralité η_{yy} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	112
	(b) de la structure coplanaire suspendue.($\varepsilon_r=20$)	
Figure.B.25.	L'effet de chiralité η_{zz} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	113
	(b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r=2.53$).	
Figure.B.26.	L'effet de chiralité η_{zz} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	113
	(b) de la structure coplanaire suspendue.($\varepsilon_r=2.53$)	
Figure.B.27.	L'effet de chiralité η_{zz} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	114
	(b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r=9.35$).	
Figure.B.28.	L'effet de chiralité η_{zz} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ r(a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	114
	(b) de la structure coplanaire suspendue.($\varepsilon_r=9.35$)	
Figure.B.29.	L'effet de chiralité η_{zz} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	115
	(b) de la structure microstrip suspendue. ($\varepsilon_r=20$).	
Figure.B.30.	L'effet de chiralité η_{zz} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$	115
	(b) de la structure coplanaire suspendue.($\varepsilon_r=20$)	

Introduction générale

Introduction générale

Le développement technologique considérable dans le domaine des circuits intégrés micro-ondes a ouvert la voie vers la miniaturisation de ces circuits, permettant ainsi l'intégration à grande échelle des composants microondes, dont la réalisation s'effectue à l'aide de la caractérisation des lignes de transmission planaires. Ces circuits microondes planaires ont été utilisés pour la première fois dans les années 1950. L'étude de ces lignes dans les années 60 a introduit la notion de couplage et de résonateur, ces notions ont ensuite été appliquées à la conception des fonctions électroniques telles que l'émission par l'intermédiaire des antennes imprimées ou le filtrage [1].

Bien qu'à l'heure actuelle la recherche sur les circuits monolithiques microondes soit dans un état avancé, il semble inévitable que la demande pour les circuits hyperfréquences continue à s'accroître, dont la réalisation s'effectue à l'aide de la caractérisation des lignes de transmission planaires microondes. Ces circuits intégrés sont connus pour de multiples avantages : facilité de réalisation, possibilité de fabrication en série, faibles poids, encombrement moindre, rigidité mécanique, fiabilité, économie, etc...Leurs inconvénients sont liés à leurs conceptions.

Une ligne de transmission est un outil technique pour assurer le transfert de l'énergie d'un point à un autre [2]. Faibles pertes, distorsion du signal négligeable, haute capacité de transfert de puissance, compatibilité électromagnétique large bande de fréquence de fonctionnement et l'immunité électromagnétique sont des exigences requises par tout type de ligne de transmission.

Avec la croissance des fréquences d'opération, particulièrement dans la bande des fréquences millimétriques, l'utilisation de la ligne micro-ruban traditionnelle devient problématique à cause de l'augmentation des pertes, de la présence des modes supérieures et des couplages parasites. De nombreux efforts ont été faits pour surmonter les inconvénients de la ligne micro-ruban. Une classe de structures des guides d'ondes combine une géométrie planaire et une autre non-planaire, telle que celle des lignes suspendues blindées ou celle des lignes à ailettes furent proposées [3].

La caractéristique commune de ces configurations de guides d'ondes, est que l'utilisation d'un boîtier métallique enveloppant la structure guide d'onde, élimine ou adoucit les défauts propres de la ligne micro-ruban. La structure à ailette en particulier, et les lignes blindées suspendues

ont été très largement utilisées pour les premiers développements de composants divers en bandes millimétriques, en technologie hybride [3].

Afin de réduire les pertes par rayonnement, la majorité des lignes de transmission sont encastrées dans des boîtiers métalliques qui servent également de support mécanique pour ces structures, entraînant ainsi une modification des paramètres.

Ces dernières années, beaucoup d'efforts ont été effectués dans le développement de méthodes numériques capables de caractériser des structures guide d'ondes composites. Un grand nombre de méthodes telles la méthode d'adaptation modale (Mode-Matching Method), la technique de la résonance transverse, la méthode des lignes, et la méthode spectrale, ont été proposées et raffinées selon les applications. En générale le choix de la méthode numérique est basé sur un compromis entre la précision, l'efficacité, et l'adaptation à la structure étudiée, etc... et ce choix n'est pas forcément unique. Pour des lignes de transmission planaires, simples couches ou multicouches de diélectriques, la méthode approuvée et utilisée est la méthode spectrale [4].

L'utilisation de la méthode des moments et plus particulièrement de la méthode des Moments via la procédure de Galerkin, permet d'obtenir un résultat précis bien que le déterminant associé à l'équation caractéristique, soit de dimension faible.

La méthode est habituellement employée en choisissant un jeu de fonctions de base qui satisfait les conditions de singularité sur le bord des conducteurs, pour l'approche du courant sur les rubans ou des champs dans les fentes.

D'un point de vue mathématique, la méthode spectrale transforme un problème d'équation intégrale dans le domaine spatial en une équation algébrique dans le domaine spectral associé à la théorie des transformations de Fourier. Son principal avantage est la simplification du traitement analytique et numérique [4],[5].

Ces dernières années, les matériaux complexes linéaires ont gagné beaucoup d'attention dans la communauté électromagnétique, et parmi ces matériaux les bi-anisotropes sont bien mentionnés. Les matériaux linéaires bi-anisotropes sont caractérisés par quatre tenseurs constitutifs indépendants. Jusqu'à maintenant les recherches théoriques connaissent d'importants progrès concernant les caractéristiques électromagnétiques et les applications potentielles de matériaux bi-anisotropes [6] - [9].

Notre étude consiste à déterminer les différents paramètres caractéristiques de quelques structures de lignes de transmission planaires à substrats bi-anisotropes, tels que: la constante de propagation, ainsi que la constante d'atténuation. Ce travail a été mené selon un choix d'une

des méthodes les plus rigoureuses. Cette dernière est la Technique de la Matrice Exponentielle Généralisée dans le domaine spectral via la méthode des moments procédure de Galerkin.

Cette thèse est composée de quatre chapitres :

Le premier chapitre présente les différentes géométries de quelques structures des lignes de transmissions en micro-onde avec leurs avantages et leurs inconvénients.

Le deuxième chapitre est une synthèse des méthodes numériques, dans lequel nous présentons de manière plus détaillée la méthode des moments via la procédure de Galerkin et la technique de la matrice exponentielle généralisée, outil mathématique essentiel, utilisé dans notre travail.

Dans le troisième chapitre, nous citons les généralités sur les matériaux complexes en électromagnétique. La modélisation et l'évaluation des caractéristiques de propagation pour des lignes de transmission tels que la ligne microstrip, ligne microstrip suspendue, la ligne coplanaire suspendue et la ligne multicouche implantée sur différents substrats bi-anisotropes ont été développées en utilisant la technique de la matrice exponentielle généralisée dans le domaine spectral, combinée avec la méthode des moments via la procédure de Galerkin.

Le développement des calculs mathématiques présenté est une approche robuste qui utilise exclusivement des formulations de la matrice à partir des équations de Maxwell jusqu'à la dérivation d'une forme compacte du tenseur de Green des structures étudiées.

L'effet des éléments bi-anisotropes sur les paramètres de la ligne de transmission est étudié.

Une série de résultats concernant la détermination de la constante de phase et la constante d'atténuation est donnée et commentée pour de nombreux cas des milieux complexes pour différentes structures tels que : ligne micro ruban, ligne microstrip suspendu, ligne coplanaire suspendu et ainsi que des structures multicouches implantées sur différents milieux bi-anisotropes

Le quatrième chapitre est consacré à application de la technique de l'exponentielle généralisée pour le cas d'un résonateur piégé à substrat suspendu. Validation et résultats obtenus ont été comparés et commentés.

Une conclusion générale clôture cette étude, l'application et la généralisation de cette étude à d'autres structures planaires ainsi qu'à d'autres cas de milieux plus complexes reste soumise à d'autres futurs travaux, ce qui représente les perspectives de notre recherche.

References:

- [1]. Wolff, I. "Coplanar microwave integrated circuits. " John Wiley & Sons, 2006.
- [2]. Zehentner, J., Mrkvica, J., & Machac, J."Analysis and design of open planar transmission lines." East-West Workshop on Advanced Techniques in Electromagnetics. 2004.
- [3]. Edwards, T. C., & Steer, M. B. "Foundations for microstrip circuit design." John Wiley & Sons, 2016.
- [4]. Wang, T., & Wu, K. "An efficient approach to modeling of quasi planar structures using the formulation of power conservation in spectral domain." IEEE transactions on microwave theory and techniques, vol. 43, no 5, p. 1136-1143, 1995.
- [5]. Jansen, R. H. "The spectral-domain approach for microwave integrated circuits." IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 33, no 10, p. 1043-1056, 1985.
- [6]. Yin, W. Y., & Li, L. W. "Reflection and transmission characteristics of bianisotropic." Microwave and Optical Technology Letters, vol. 21, no 5, p. 351, 1999.
- [7]. Yin, W. Y., Guo, B., Gan, Y. B., Li, L. W., & Wolff, I "Constitutive parameter effects in some multilayered bianisotropic microstrip lines: clarification of magnetic groups of symmetry." IEE Proceedings-Microwaves, Antennas and Propagation, vol. 150, no 1, p. 18-22, 2003.
- [8]. Chen, Y., & Beker, B. "Dispersion characteristics of open and shielded microstrip lines under a combined principal axes rotation of electrically and magnetically anisotropic substrates." IEEE transactions on microwave theory and techniques, 1993, vol. 41, N° 4, p. 673-679.
- [9]. Yin, W. Y. et Wolff, I. "Bilateral coplanar waveguide and periodic microstrip line in bianisotropic superstrate-substrate structures." Journal of electromagnetic waves and applications, 1999, vol. 13, no 2, p. 259-275.

CHAPITRE I

Généralités sur les lignes de transmission

CHAPITRE I

I.1.Introduction :

Les Circuits intégrés Radio Fréquence (RFICs) et les circuits intégrés micro-ondes (MICs) sont tous les deux hybrides et monolithiques. Ils ont progressé rapidement au cours des deux dernières décennies [1]. Ce progrès a été accompli non seulement en raison de l'avance de dispositifs à l'état solide, mais aussi à cause de l'évolution des lignes de transmission planaires

Les lignes de transmissions planaires constituent le point le plus essentiel dans les circuits intégrés à micro-onde MICs. Les premiers travaux concernant les lignes de transmission planaires en micro-ondes ont été effectués en 1952, lorsque Grieg et Engelmann ont, les premiers, proposé la ligne micro-ruban qui fut utilisée comme un substitut des guides d'onde non-planaires et des câbles coaxiaux. Sa structure était hautement compacte mais à très grande rugosité. Elle ne fut pas acceptée facilement pour les utilisations dans le domaine des micro-ondes à cause de ses pertes importantes [2].

A la fin des années soixante, avec la disponibilité de diélectriques dotés de hautes constantes diélectriques, de matériaux diélectriques à faibles pertes et avec la demande croissante de circuits micro-ondes miniaturisés pour les besoins de l'aérospatiale et des applications satellites, l'intensité de l'intérêt pour les circuits micro-rubans fut renouvelée. Il résulta le rapide développement de l'utilisation des lignes micro-rubans. A cette époque, deux autres types de lignes de transmission planaires furent aussi inventés : il s'agit des lignes à fentes, et des lignes coplanaires (CPW), respectivement proposées par S. B. Cohn et par C. P. Wen. Ces deux configurations utilisent seulement une seule face du substrat, et permettent une réalisation aisée de terminaison de ligne en circuits fermés et une intégration facile d'un ou plusieurs composants montés en parallèle [3] - [5]. Chaque ligne de transmission a ses propres avantages et inconvénients, et en fonction de types de circuits, soit une ligne de transmission individuelle ou une combinaison d'entre eux est nécessaire pour réaliser les fonctions du circuit souhaité ainsi que des performances optimales. Le traitement des lignes de transmission planaires nécessite l'utilisation de méthodes d'analyses numériques afin de déterminer leurs caractéristiques telles que l'impédance caractéristique, la constante diélectrique effective et les pertes. La conception des circuits intégrés micro-ondes (MICs) dépend en partie d'une analyse précise des lignes de transmission planaires [1].

Il y a deux approches dans l'analyse d'une ligne de transmission : statique ou quasi statique et dynamique ou l'approches full wave. La statique ou quasi-statique génèrent des paramètres approximatés pour le mode TEM qui ne sont valables que à courant continu (DC). D'autre part l'approche dynamique peut définir les paramètres de la ligne de transmission pas seulement pour le mode TEM, mais aussi pour les modes hybrides, qui sont des fonctions de la fréquence.

Par ailleurs, la plupart des ingénieurs utilisent les résultats statiques jusqu'à des fréquences au-delà de la fréquence 18 GHz. En fait, un certain nombre de circuits en ondes millimétriques, fonctionnant jusqu'à W-bande (75-110 GHz) ont été conçus à l'aide de résultats statiques uniquement. Néanmoins, à de hautes fréquences, en particulier ceux de la région de l'onde millimétrique, une approche dynamique doit être employée pour une détermination plus précise des paramètres de la ligne de transmission. Le compromis principal entre l'utilisation de méthodes statiques par rapport à celles destinées aux traitements des régimes dynamiques est que les premières sont plus simplifiées et basées sur des calculs approximatés donc elles sont moins précises [1] - [5].

I.2. Analyse statique

L'analyse statique génère des paramètres de lignes de transmission, qui sont indépendantes de la fréquence. Nous citons, dans ce qui suit, des expressions simples respectivement pour l'impédance caractéristique statique, et la constante diélectrique effective d'une ligne de transmission (figure I.1).

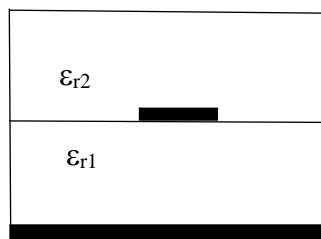


Figure.I.1. Coupe transversale d'une ligne micro-ruban

L'impédance caractéristique de cette ligne de transmission est donnée par :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (\text{I.1})$$

Où L et C sont respectivement l'inductance et la capacité par unité de longueur d'une ligne de transmission.

La vitesse de phase de l'onde quasi-TEM se propageant le long de la ligne de transmission est donnée par l'expression:

$$v_p = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \quad (\text{I.2})$$

Où ($c=3 \times 10^8$ m/s) : la vitesse de la lumière dans l'espace libre.

ϵ_{eff} : la constante diélectrique effective.

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{C}{C_a} \quad (\text{I.3})$$

C_a : représente la capacitance par unité de longueur de la ligne de transmission, lorsque les diélectriques sont remplacés par l'air [1] [5].

La longueur d'onde est donnée par l'expression :

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \quad (\text{I.4})$$

Où $\lambda_0 = c/f$: la longueur d'onde dans l'espace libre.

Toutes ces équations sont applicables pour le mode quasi- TEM dans toute ligne de transmission.

I.3. Analyse dynamique :

L'analyse dynamique permet l'évaluation de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence et la constante de propagation tout en considérant les paramètres tels que : l'atténuation et les constantes effectives des diélectriques de la ligne de transmission selon les modes TEM et hybrides.

Cette approche est entamée par la résolution des équations d'ondes qui sont fonction du potentiel scalaire électrique et vectoriel magnétiques soumis à des conditions aux limites appropriées, puis ces solutions évaluant les potentielles, scalaire et vectoriel, contribuent pour exprimer les composantes des champs électriques et magnétiques.

Le processus de nos calculs mène également à l'établissement d'une équation en fonction de la valeur propre, qui est la constante de propagation $\gamma = \alpha + j\beta$, Où α et β sont : l'atténuation et la constante de phase, respectivement.

La constante de phase β sera par ailleurs utilisée pour calculer la constante effective du diélectrique comme suit :

$$\epsilon_{\text{eff}} = \left(\frac{\beta}{\kappa_0} \right)^2 \quad (\text{I.5})$$

Où ($\kappa_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$) : est le nombre d'onde en espace libre.

Il serait important de souligner, que la constante de phase doit vérifier la condition :

$$\omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0} \leq \beta \leq \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0\epsilon_r} \quad (\text{I.6})$$

Où (ϵ_r) : est la valeur la plus élevée des constantes diélectriques utilisées pour la ligne de transmission.

Une fois les champs électrique et magnétique déterminés, nous pouvons calculer l'impédance caractéristique (dynamique) en fonction de la fréquence de la ligne traitée. Il est bien connu que l'impédance caractéristique pour le mode TEM est unique relativement aux modes de tension et de courant préalablement définis de façon unique également. Pour un mode hybride, toutefois, l'impédance caractéristique n'est pas unique. Il existe diverses définitions de l'impédance caractéristique, relativement à la considération des notions couples : (tension, courant), (puissance, courant) ou (puissance, tension) comme respectivement indiqué ci-dessous :

$$Z_0^{\text{VI}} = \frac{V_0}{I_0} \quad (\text{I.7})$$

$$Z_0^{PI} = \frac{2P_{\text{avg}}}{|I_0|^2} \quad (\text{I.8})$$

$$Z_0^{PV} = \frac{|V_0|^2}{2P_{\text{avg}}} \quad (\text{I.9})$$

Où (V_0) est la tension entre la plaque conductrice et le plan de masse de la ligne traitée, (I_0) est le courant longitudinal et (P_{avg}) représente la puissance, relative au temps moyen de transmission, à travers la coupe transversale de la ligne de transmission. Ces trois impédances caractéristiques sont liées par [1] [5] :

$$Z_0^{VI} = \sqrt{Z_0^{PI} Z_0^{PV}} \quad (\text{I.10})$$

L.4. Différents types des lignes de transmission :

Il existe différents types de lignes de transmission employées dans les systèmes microondes ou millimétriques [6]. Elles peuvent être :

- soit ouvertes : possibilité de rayonnement ;
- soit fermées : champs entièrement confinés à l'intérieur d'une enveloppe conductrice (blindage) ;
- soit homogènes : un seul milieu de propagation de la ligne. Il ne varie pas dans le plan perpendiculaire selon le sens de la propagation ;
- soit inhomogènes : le milieu de propagation de la ligne contient plusieurs milieux de natures différentes ou le milieu de propagation de la ligne varie de façon continue.

Dans notre recherche nous nous sommes intéressés aux types de lignes : micro-ruban (micro-strip) simple et suspendue et la ligne coplanaire suspendue.

1.4.1.a. Ligne micro-ruban :

La ligne micro-ruban est la plus utilisée parmi toutes les lignes de transmission planaires. Elle était conçue durant les années 1950 par Grieg et Engelmann. Elle est composée d'un substrat sur lequel est implanté sous la face arrière un plan de masse et sur la face avant un ruban métallique (figure I.2).

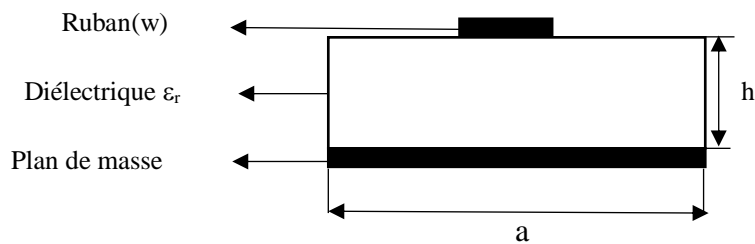


Figure I.2 : Coupe transversale de la ligne micro-ruban

La ligne de propagation micro-ruban (Micro-Strip ou MS) est constituée d'un plan de masse, d'un substrat et d'un ruban métallique (Figure I-2) [5], [6], [11].

Sur cette ligne, le mode de propagation est de type quasi-TEM. Son impédance caractéristique, pour une permittivité donnée, est déterminée principalement par le rapport w/h (avec w : largeur de la ligne et h : hauteur du diélectrique).

Plusieurs variantes de lignes micro-rubans existent, comme les lignes micro-rubans suspendues et les lignes micro-rubans inversées [15] - [18].

1.4.1.b. Les avantages et les inconvénients de la ligne micro-ruban :

Elle est très utilisée pour réaliser des circuits hyperfréquences. Cette ligne est la structure la plus répandue, pouvant atteindre les 20 GHz. Ses principaux avantages sont : la technologie bien maîtrisée, l'implantation simple de dispositifs actifs tels que : les structures ouvertes, la souplesse d'emploi qui permet d'associer facilement des circuits actifs et passifs [7], [10].

Aux fréquences les plus élevées, dans la bande millimétrique, les pertes dans le diélectrique et dans le métal deviennent importantes, de même que les pertes par rayonnement. Des modes d'ordres supérieurs apparaissent et causent des problèmes.

Avec ce type de structures, les pertes par rayonnement sont minimisées. Elles sont principalement d'une faible dispersion et de très faibles pertes en général [7].

Malheureusement, cette ligne micro-ruban présente aussi des inconvénients, parmi ceux-ci, la nécessité de réaliser des trous métallisés pour réaliser la mise à la masse, ainsi que la difficulté d'apparition de couplages intenses de proximité et la plage d'impédances caractéristiques accessibles assez réduite sont les points les plus à sanctionner. Pour remédier à ces derniers inconvénients, la technologie multicouche est recommandée.

1.4.2.a. Ligne coplanaire :

La ligne de transmission planaire, communément appelée ligne CPW (i.e. « Coplanar Wave Guide »), est la ligne pour laquelle tous les conducteurs sont situés sur un même plan. Elle est constituée d'un conducteur central de largeur ' W ' localisée entre deux plans de masse via des fentes de dimension ' S ', l'ensemble de ces derniers imprimés sur un substrat de permittivité ' ϵ_r ' et d'épaisseur ' h '. La Fig. I.3 illustre ce type de ligne coplanaire [2][4] [11].

Les lignes coplanaires sont simples où le conducteur et le plan de masse sont implantés sur la même face du substrat) ; ce type de lignes permet sa mise en circuiterie en une seule sérigraphie. L'atout majeur de ces lignes est leur comportement en fréquence ; en effet, les circuits à base de lignes coplanaires peuvent fonctionner jusqu'à 100 GHz. Cependant, ces lignes présentent un encombrement relativement important et elles sont mal adaptées aux applications multicouches. Les guides d'onde coplanaires sont très utilisés pour des applications aux très hautes fréquences. [11] [12]

Les lignes coplanaires proposées par C. P. Wen ; Comme illustré dans la figure (I.3) sont constituées d'un ruban central métallique et d'une paire de plans de masses séparés par deux fentes identiques situées sur la même face du substrat.

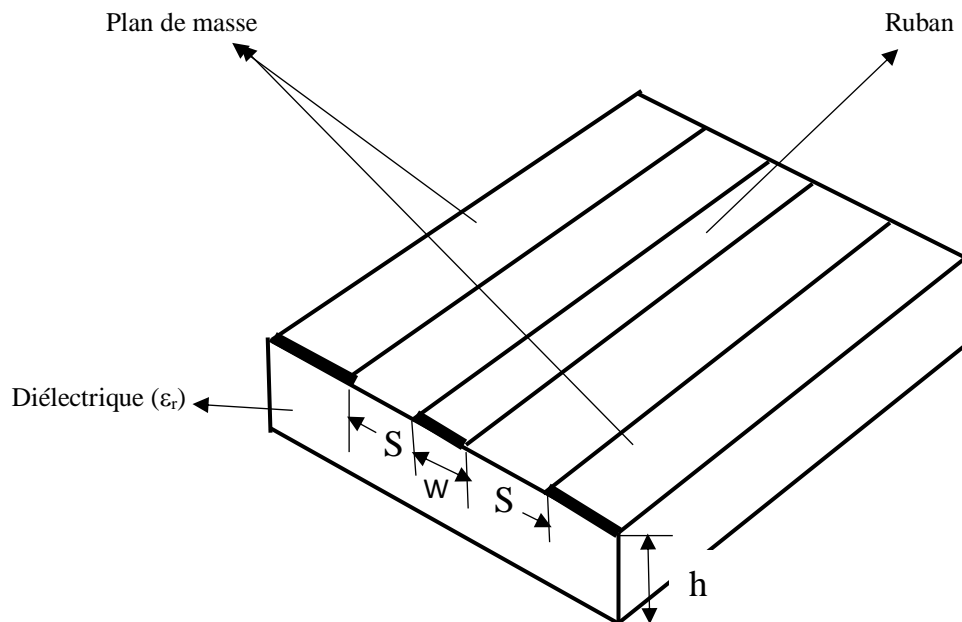


Figure I.3 La configuration d'une ligne coplanaire

Cette structure fait apparaître deux modes de propagation possibles :

- Un mode pair par rapport au champ électrique, quasi-TE dispersif.
- Un mode impair quasi-TEM peu dispersif.

1.4.2.b. Les avantages et les inconvénients de la ligne coplanaire :

Les avantages de la ligne CPW par rapport à la ligne micro-ruban sont :

- La structure est uni-planaire (un seul niveau de métallisation), ce qui implique que tous les conducteurs sont au niveau de la même surface du substrat. Cet avantage simplifie la fabrication et permet des mesures rapides et peu coûteuses :
- Intégration très facile des composants en série et en parallèle [2][4];
- Pas de trous de métallisation à travers le substrat (Via hole) [2][4];
- Pertes par rayonnement réduites ;
- Structure CPW qui supporte le mode de propagation quasi-TEM qui offre moins de dispersion;
- Couplage entre deux lignes adjacentes faibles ;
- Possibilité d'utilisation de substrat de haute permittivité donc un plus haut degré de miniaturisation ;
- Paramètres électriques de la ligne coplanaire sont en fonction du rapport entre la largeur du conducteur central (w) et la largeur totale de la ligne ($W+2g$) coplanaire. Ceci qui reste un avantage considérable sur la ligne micro-ruban, car une même impédance caractéristique peut être obtenue avec une infinité de combinaison possible pour W et g [5].

Le principal inconvénient de cette technologie est la difficulté de garder un mode TEM sur l'ensemble du circuit. En effet, la présence de deux plans de masse et d'un conducteur pour cette technologie fait apparaître deux modes de propagation possibles, un mode quasi-TEM (impair) recherché et un mode TE (pair) non désiré (figure II.2). Des solutions pour éliminer ce mode parasite existent (inclusion de ponts dans l'air reliant les deux plans de masse), mais elles ne sont pas aisées à mettre en œuvre et ne sont pas toujours efficaces.

Le problème de l'optimisation du nombre et la position des ponts n'est, à notre connaissance, toujours pas complètement résolu jusqu'à l'heure actuelle. [13].

1.4.3.a. Ligne à ailette (fin-line) :

Elle a été proposée par Meier [7]-[9] en 1973. La figure I.4 illustre ses différentes configurations : la ligne à ailettes peut être bilatérale (Fig. I.4 a) ou unilatérale (Fig. I.4. b) suivant que les ailettes sont situées sur les deux faces du substrat diélectrique ou sur une seule face. Le circuit est habituellement placé dans le plan E de symétrie du guide. La fente peut être centrée ou décalée par rapport à la position médiane.

Signalons que la structure dite opposée, ses deux rubans conducteurs sont placés symétriquement par rapport à l'axe du guide (Fig. I.4. c).

Les ailettes des lignes précédentes sont en contact avec les parois du guide. Pour assurer la polarisation d'éléments actifs, il est nécessaire d'isoler, au moins, un des rubans. Une structure isolée totalement symétrique est illustrée par la figure 4.e. Cependant, il serait possible de coupler plusieurs fentes comme le montre la figure (I.4. f) [19] - [21].

Les lignes symétriques (bilatérales centrées citées comme exemple) sont plus agréables pour la conduite des calculs, alors que la structure unilatérale est plus facile à réaliser.

Les grandeurs électromagnétiques caractérisant la ligne sont [15] :

- Le déphasage linéique : β (où $\epsilon_{\text{eff}} = \beta^2/k_0^2$),
- L'affaiblissement linéique : α
- La fréquence de coupure : f_c (d'où la longueur d'onde de coupure λ_c),

Il est utile également de connaître au moins la fréquence de coupure du premier mode d'ordre supérieur et la carte des champs (ou la répartition de puissance) pour le mode fondamental.

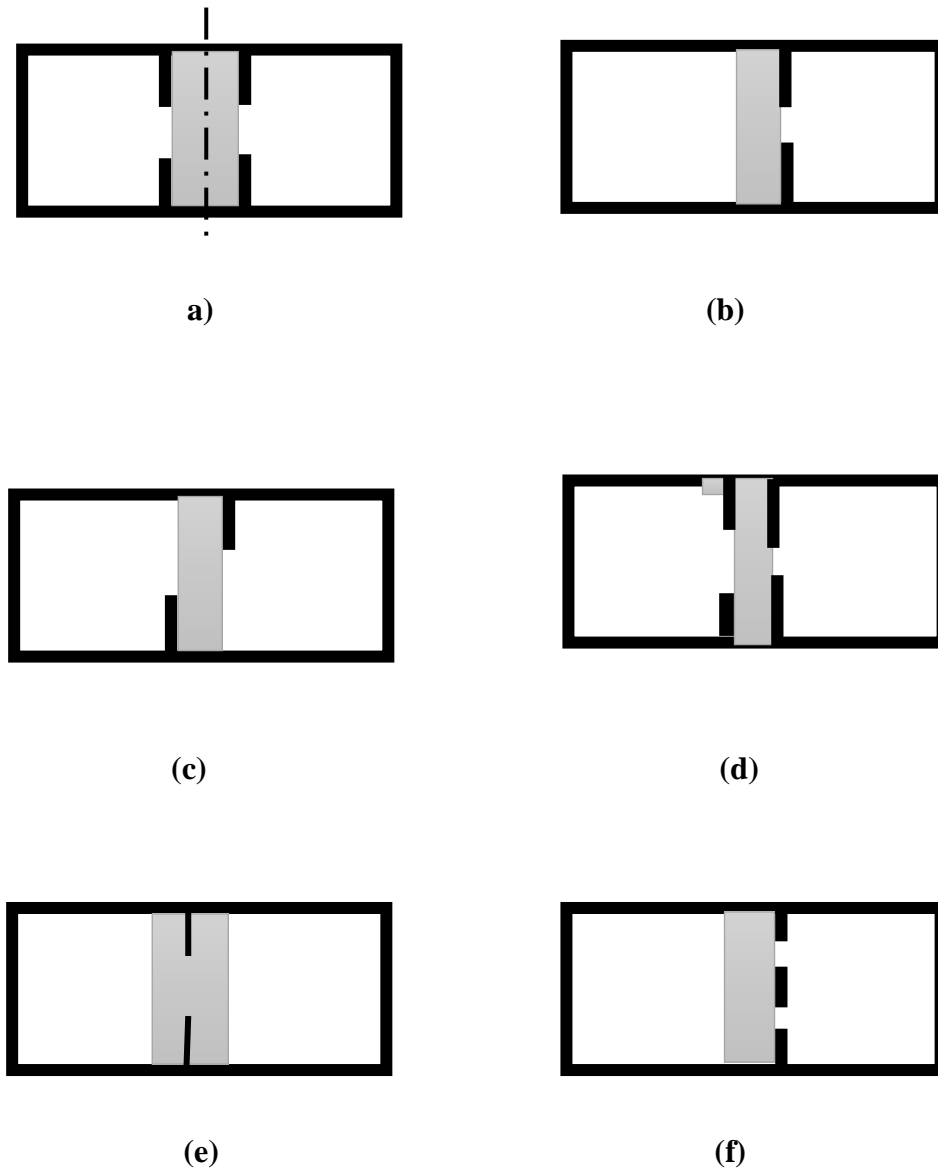


Figure I.4 : Différentes formes de lignes à ailettes : a) ligne bilatérale ; b) ligne unilatérale ; c) ligne en opposition ; d) ligne isolée ; e) ligne isolée totalement symétrique ; f) ligne plusieurs fentes.

1.4.3.b. Les avantages de la ligne à ailette :

Utilisée aux ondes millimétriques :

- La largeur de bande du mode fondamental est plus élevée que celle du mode guide d'onde correspondant

- Pertes d'insertion plus faible que pour les autres circuits planaires
- Pas de problème de rayonnement
- Insertion facilitée des composants actifs dans une technologie guide d'onde
- Elle utilise la configuration du mode dominant TE₁₀
- Champ E propagatif est parallèle à l'axe x, et est uniforme selon y
- Compatible avec le champ électrique dans la ligne à fente. [14]

I.5. Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord présenté quelques structures de lignes de transmission et cité leurs inconvénients et avantages. Nous avons pu voir que les lignes planaires regroupent un ensemble de configurations assez différentes les unes des autres. Toutefois, nous pouvons relever un ensemble de points communs : tout d'abord, les procédés de fabrication sont relativement simples, bien maîtrisés et peu coûteux. Les circuits sont quant à eux légers et compacts.

Références:

- [1]. Nguyen, C. "Analysis methods for RF, microwave, and millimeter-wave planar transmission line structures." Vol. 160. John Wiley & Sons, (2003).
- [2]. Edwards, Terry C., and Michael B. Steer. "Foundations for micro-strip circuit design." John Wiley & Sons, (2016).
- [3] Abdullah, M. M. B. "Analysis and Design of Coplanar Waveguide for High-Speed Pulse Propagation on Printed Circuit Board." Thèse, Master en science Université Saints Malaysia (2007).
- [4] Simons, Rainee N. "Coplanar waveguide circuits, components, and systems." 'Vol. 165. John Wiley & Sons,(2004)
- [5] Garg, R, I. Bahl, and M. Bozzi. "Microstrip lines and slotlines ." Third Edition Artech house, (2013).
- [6] Hong, J.S.G, and M. J. Lancaster. "Microstrip filters for RF/microwave applications." Vol. 167. John Wiley & Sons,(2004).
- [7] Pic, E, S. Tedjini, and C. Nasrallah. "Une nouvelle ligne intégrable millimétrique: la ligne à ailettes. " Annales des Télécommunications. Vol. 37. No. 11-12. Springer-Verlag,(1982).
- [8] Shalaby, A.A, and A. Kumar. "Dispersion in Unilateral Finline on Anisotropic Substrates. " (Short Paper)." IEEE transactions on microwave theory and techniques Vol 35.N°4,P: 448-450. (1987)
- [9] Tongqing, W. "Étude de Circuits Intègres Micro-ondes Planaires et Non Planaires. " Thèse de Doctorat, Génie Electrique, Université de Montréal, (1998).
- [10] Di Paolo, F. "Networks and devices using planar transmissions lines." CRC Press, (2000).
- [11] Gouget, P. " Etude de circuits hyperfréquences utilisant la jonction inhomogène ligne à fente, ligne microruban: application à l'intégration de filtres et de diplexeurs. " 2004. Thèse de doctorat. Bordeaux 1.
- [12]. HOUDART, M. " Coplanar lines: Application to broadband microwave integrated circuits. In: Microwave Conference, " 6th European. IEEE, p. 49-53, (1976).

- [13].Potelon « Étude et conception de Filtres Hyperfréquences Hybrides Planaires-volumiques», Thèse de Doctorat en Electronique, l'Université de Bretagne Occidentale, Décembre (2007).
- [14] Khodja, A. « Optimisation des Fonctions d'Essai dans la Modélisation de la Ligne à Ailettes Unilatérale par la Méthode de Résonance Transverse » Thèse de Doctorat.université d'alger ;(2000).
- [15]. MUSA, S. M. & SADIKU, M. N. « Modeling of shielded, suspended and inverted, microstrip lines. » In: Southeastcon, IEEE. p. 309-313, (2008).
- [16]. Shu, Y. H., Qi, X. X., & Wang, Y. Y. «Analysis equations for shielded suspended substrate microstrip line and broadside-coupled stripline. » In *Microwave Symposium Digest, 1987 IEEE MTT-S International* (Vol. 2, pp. 693-696). IEEE, (1975, May).
- [17]. Zürcher. J.F, Rafał .G, and Juan R. M. «A new power divider architecture for suspended strip-line. » Antennas and Propagation (EUCAP), 6th European Conference on. IEEE, (2012).
- [18]. Lehtovuori. A and Luis.C. «Model for Shielded Suspended Substrate Microstrip Line.» Helsinki University of Technology, 1998.
- [19]. EL-SHANDWILY, M. E., & DIB, N. I. « Spectral domain analysis of finlines with composite ferrite–dielectric substrate.» *International Journal of Electronics Theoretical and Experimental*, 1990, vol. 68, no 4, p. 571-583.
- [20]. Schmidt, L. and Itoh, T. “Spectral domain analysis of dominant and higher order modes in fin-lines.” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 28, no 9, p. 981-985,(1980).
- [21]. Chen, Y and Beker, B. “Spectral-domain analysis of open and shielded slotlines printed on various anisotropic substrates”. *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, vol. 41, no 11, p. 1872-1877, (1993).

CHAPITRE II

Les méthodes numériques en électromagnétiques

CHAPITRE II

II.1. Introduction :

Le traitement et la caractérisation des lignes de transmission planaires, dans les MICs (Circuits Intégrés Micro-ondes), nécessitent l'utilisation des méthodes d'analyse pour déterminer les caractéristiques des lignes de transmission comme l'impédance caractéristique, la constante de propagation et la constante d'atténuation.

La technologie micro-ondes est en évolution rapide. Des méthodes d'analyse utiles pour les lignes de transmission planaires micro-ondes et ondes millimétriques sont complètement nouvelles selon les modifications de techniques existantes.

Chaque méthode a ses propres avantages et inconvénients pour les problèmes et les besoins particuliers. Cependant, ils sont tous basés sur les équations de Maxwell, en général, des conditions aux limites et des équations d'ondes, en particulier [1].

La complexité des systèmes d'équations integro-différentielles ne permet pas de trouver aisément une solution approchée. La résolution nécessite l'utilisation de méthodes numériques telles que [2] :

- La méthode des éléments finis (Finite Element Method)
- La méthode des différences finis (Finite Difference Method),
- La méthode des lignes de transmission (Transmission Line Method),
- La méthode des moments (Moments Method).

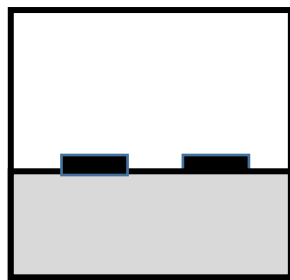
Afin de choisir la méthode numérique qui répond à notre cahier des charges, nous présentons, dans ce chapitre, les différentes méthodes numériques les plus utilisées en électromagnétisme tout en mettant en évidence les avantages et les inconvénients de leurs applications en ce qui concerne la compatibilité électromagnétique.

II.2. La méthode des éléments finis :

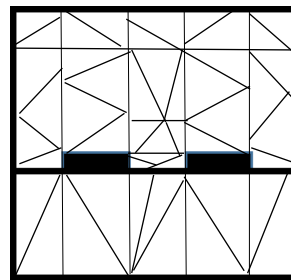
La méthode des éléments finis est une technique numérique pour résoudre beaucoup de problèmes en électromagnétisme. Elle a été proposée en 1940[3]. En électromagnétisme, cette méthode est très employée dans le domaine des basses fréquences.

La première étape de la méthode des EF consiste à diviser l'espace à modéliser en petits éléments ou pièces de formes arbitraires et qui peuvent être plus petits là où les détails de la géométrie le nécessitent.

La taille de ces éléments est choisie en fonction des problèmes physiques locaux. Dans chaque élément, on suppose que la variation de la quantité du champ est simple (en général linéaire). Le champ est donc décrit par un ensemble de fonctions linéaires



Structure géométrique



Modèle Eléments Finis

Figure II. 1 - Exemple de modélisation a éléments finis

La figure II.1 présente un exemple de subdivision en éléments finis. Le modèle contient les informations concernant la géométrie, les constantes des matériaux, les excitations et les conditions aux limites. Chaque coin d'élément est appelé nœud. Le but de la méthode des éléments finis est de déterminer la valeur du champ à chaque nœud.

La plupart des méthodes des éléments finis sont basées sur des techniques variationnelles c'est à dire en cherchant à minimiser ou maximiser une expression considérée comme stationnaire quand on a la bonne solution. Généralement, la solution est obtenue en minimisant une énergie fonctionnelle associée au problème et qui peut être représentée par exemple sous la forme :

$$F = \int_v \left(\frac{\mu |\mathbf{H}|^2}{2} + \frac{\epsilon |\mathbf{E}|^2}{2} - \frac{\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}}{2j\omega} \right) dV \quad (\text{II.1})$$

Les deux premiers termes de l'intégrale représentent l'énergie obtenue en champ magnétique et électrique et le troisième terme est l'énergie dissipée par les courants conduits. On exprime ensuite \mathbf{H} en fonction de \mathbf{E} , on dérive la fonctionnelle par rapport à \mathbf{E} et en prenant la dérivée

égale à zéro, on obtient une équation de la forme $\mathbf{f}(\mathbf{J},\mathbf{E})=\mathbf{0}$. La fonction f est approximée à l'ordre k en chacun des N nœuds et les conditions aux limites sont exprimées, afin d'obtenir un système d'équations de la forme :

$$[\mathbf{J}] = [\mathbf{Y}][\mathbf{E}] \quad (\text{II.2})$$

Les valeurs de (\mathbf{J}) dans le membre gauche de l'égalité sont relatives aux termes de la source. Ils représentent l'excitation connue. Les éléments de la matrice (\mathbf{Y}) dépendent de la géométrie du problème et des conditions aux limites. Sachant que chaque élément est en liaison avec seulement les éléments qui lui sont voisins, la matrice (\mathbf{Y}) est généralement creuse. Les termes du vecteur du membre droit de l'égalité représentent les inconnues qui sont les champs électriques en chaque nœud. Ces valeurs sont obtenues en résolvant le système d'équations. Les autres paramètres tels que le champ magnétique, le courant induit et la puissance dissipée peuvent être déduits de la connaissance des valeurs du champ électrique, afin d'obtenir une solution unique au problème, et il reste est nécessaire d'imposer toutes les conditions aux limites du champ (les valeurs aux nœuds limites) [6].

La méthode des éléments finis est applicable aussi bien en 2D qu'en 3D. Elle est bien adaptée aux matériaux composites périodiques, avec et sans pertes, linéaires ou non linéaires. Cependant, pour des composites à distribution aléatoire, cette méthode n'est pas appropriée, car elle n'est pas conforme pour résoudre un problème avec une géométrie non définie ou complexe à cause du nombre élevé de ses cellules élémentaires et leur répartition aléatoire [7].

II.3 Méthode des différences finies :

La méthode des différences finies (FDM) était la première à être développée par A. Thom durant les années 1920 sous le titre « la méthode des carrés », afin de résoudre les équations non linéaires relatives au domaine de l'hydrodynamique. Depuis lors, la méthode a trouvé des applications dans la résolution des problèmes au niveau de divers domaines. Les techniques des différences finies sont établies sur des approximations qui permettent de remplacer des équations différentielles par des équations des différences finis. Ces approximations des différences finies sont exprimées algébriquement. Elles notifient la valeur de la variable dépendante en un point situé dans la région de la solution aux valeurs à certains points voisins.

Donc une solution de la méthode des différences finies consiste essentiellement en trois étapes [2], [4] :

- 1) La subdivision de la région de solution en une grille de nœuds.
- 2) À remplacer les dérivées partielles par des différences divisées ou combinaisons de valeurs ponctuelles de la fonction en un nombre fini de points discrets ou nœuds du maillage.
- 3) Résolution des équations des différences après détermination des conditions aux limites prescrites et / ou conditions initiales.

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (DFDT) est devenue l'une des méthodes numériques la plus exploitée en modélisation dans le domaine d'électromagnétisme. Cette méthode (MDFDT) a connu récemment un regain d'attention pour la modélisation des matériaux anisotropes et non linéaires. Elle était suggérée pour la première fois par Yee en 1966, comme une technique numérique pour la résolution de l'équation de Maxwell dans le domaine temporel. Cependant le champ électrique est résolu à un instant donné, ensuite le champ magnétique résolu à l'instant postérieur (dans le temps) et la procédure est répétée plusieurs fois [5], [6].

L'algorithme de la MDFDT dérive directement des équations de Maxwell dans le domaine temporel. Il consiste à remplacer les équations de Maxwell par des équations de différences qui peuvent être intégrées numériquement. Pour cela, on introduit un maillage espace-temps et on définit les champs sur ce maillage [7].

En établissant les équations de Maxwell comme suit:

$$\text{rot}\vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{II.3})$$

$$\text{rot}\vec{H} = \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{II.4})$$

De manière plus précise, la procédure de calcul est la suivante :

On représente la région à modéliser en deux grilles de points discrets ; la première représente les points où le champ électrique sera calculé et la deuxième représente les points où le champ magnétique sera également calculé. Ensuite, on définit la source qui peut être selon le problème soit une onde plane, soit un courant de conduction, soit ou un courant de déplacement (représenté par un champ électrique entre deux plaques métalliques).

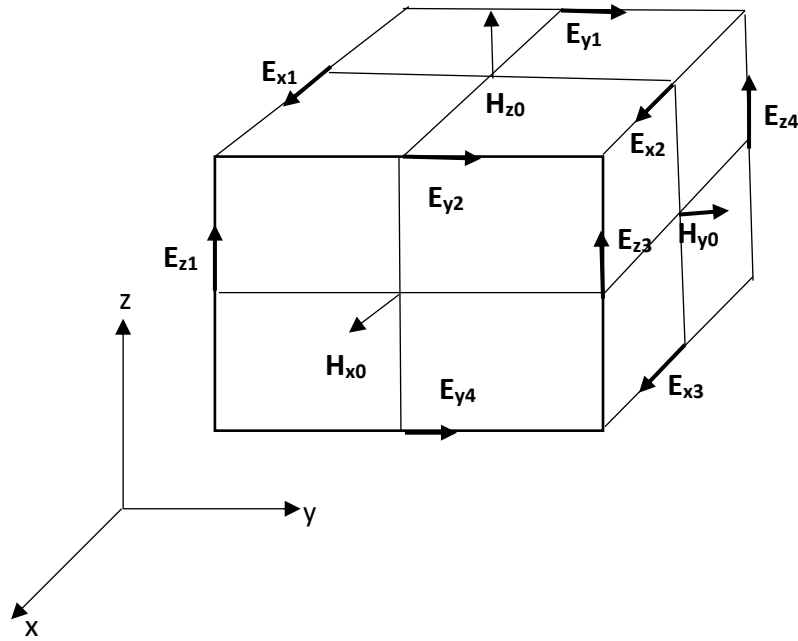


Figure II.2 – Application de la DFDT sur un élément de base.

Un élément de base d'un treillis spécial est illustré en par la Figure II.2. On remarque que chaque composante du vecteur champ magnétique est entourée par quatre composantes du vecteur électrique. On peut donc exprimer la différence centrée en approximation du premier ordre comme suit:

$$\frac{1}{A} [E_{z1}(t) + E_{y2}(t) + E_{z3}(t) + E_{y4}(t)] = -\frac{\mu_0}{2\Delta t} [H_{x0}(t + \Delta t) - H_{x0}(t - \Delta t)] \quad (II.5)$$

Avec: A = aire de la face considérée pour le calcul de H_{x0} .

Dans l'équation précédente la seule inconnue est $H_{x0}(t+\Delta t)$, car les autres valeurs sont connues dans l'étape précédente. De la même manière, on écrit l'équation de différence centrée correspondante à l'équation (Eq II.4) pour trouver le champ électrique E à l'instant $t+2\Delta t$. La procédure est répétée jusqu'à ce qu'on arrive à la solution recherchée. Pour simuler l'effet de l'espace libre, on introduit les conditions aux limites absorbantes [6].

Les principaux avantages de cette méthode résident dans la formulation relativement simple, la robustesse de l'algorithme et surtout dans la possibilité de calculer des caractéristiques électriques d'un dispositif sur une large bande de fréquence. Elle a en revanche quelques défauts. Des besoins informatiques conséquents sont également requis lorsque l'on est

confronté à des variations très rapides du champ électromagnétique. Ces variations nécessitent un échantillonnage temporel important ce qui peut conduire à des temps de calcul prohibitifs

Le second avantage de cette méthode est sa grande flexibilité permettant de modéliser des problèmes d'électromagnétiques avec des signaux arbitraires se propageant dans des configurations complexes de conducteurs, de diélectriques et de matériaux avec pertes, non linéaires et non isotropes. De même, cette méthode permet la résolution de problèmes internes et externes. Elle permet aussi d'obtenir directement les champs E et H.

Cependant, l'inconvénient majeur de cette méthode est l'importance de l'espace mémoire et du temps de calcul demandés. En effet, tout le domaine à modéliser doit être subdivisé en cubes qui doivent être petits, relativement à la plus petite longueur d'onde. De même, ces cubes sont d'autant plus petits que la géométrie est complexe ou "aiguë" (cas de conducteurs fins et longs). Cependant, si on veut utiliser cette méthode pour déterminer le champ à des distances assez importantes (à 10 mètres du circuit par exemple) il faut choisir un domaine d'étude excessivement large. De même, si on veut éviter les problèmes de dispersion et obtenir un large spectre fréquentiel de rayonnement, il faut un pas de temps très faible et un temps d'observation assez important. Un autre inconvénient de cette méthode est qu'elle permet de calculer seulement le champ propagé ; les autres paramètres tels que la distribution du courant sont plus difficiles à calculer (cas des perturbations conduites) [6].

II.4. La méthode des lignes de transmission :

Elle est connue et définie par la matrice de ligne de transmission ou la méthode TLM. Développé par P.B. Johns et ses collaborateurs de travail au début des années 1970, cette méthode représente une simulation informatique des champs électromagnétiques dans un espace à trois dimensions et le temps [13].

La méthode TLM repose sur l'analogie qui existe entre un réseau électrique, ses courants et ses tensions, un milieu de propagation et le champ électromagnétique qui s'y propage. Pour la méthode TLM, on numérise les dérivées temporelles et spatiales et on subdivise les dispositifs en cellules élémentaires (maillage) [7]

La méthode des lignes de transmission est similaire à la méthode des différences finies du point de vue capacités. Cependant, elle possède une approche unique et propre à elle. Comme la DFDT, l'analyse du problème est réalisée dans le domaine temporel. La totalité de la région à étudier est maillée ou subdivisée. Cependant, au lieu de subdiviser l'espace en intercalant champ E et champ H, une seule subdivision est effectuée.

La discrétisation est physique contrairement aux méthodes EF et DFDT où la discrétisation est mathématique. Les nœuds de cette subdivision sont virtuellement connectés par des lignes de transmission. A chaque pas de temps, l'excitation à un nœud se propage aux nœuds voisins à travers ces lignes de transmission [6], [13].

L'avantage principal de la méthode TLM, est la facilité avec laquelle même les structures les plus compliquées peuvent être évaluées. Par conséquent, il n'est pas nécessaire de reformuler le problème électromagnétique pour chaque nouvelle structure ; ses paramètres sont simplement entrés dans un programme sous forme de codes pour perméabilité, pertes, limites et permittivité, et d'excitation des champs. De plus, en résolvant le problème d'une manière itérative grâce à la simulation de la propagation des ondes dans le domaine temporel, la solution d'un grand nombre d'équations simultanées est évitée. Il n'y a pas de problèmes avec la convergence, et la stabilité des résultats.

Un autre avantage de la méthode TLM réside dans la grande quantité d'informations générées par un calcul simplifié. Cependant pour une excitation impulsionnelle d'une structure obtenue, ça donne, à son tour, sa réponse, mais aussi les caractéristiques du mode dominant et celles d'ordre supérieur qui sont accessibles dans le domaine fréquentiel et traitées par la transformée de Fourier.

La méthode TLM peut être appliquée aux problèmes d'autres régions comme la thermodynamique, l'optique et l'acoustique. Elle n'est pas seulement un instrument numérique très puissant et universel, mais à cause de son affinité avec le mécanisme de propagation de l'onde, elle peut fournir de nouveaux aperçus dans la nature physique et le comportement des ondes [13].

II.5. La Méthode des Moments :

La Méthode des Moments (MoM) est une technique numérique permettant de convertir les équations intégrales en un système matriciel linéaire. L'appellation de cette méthode tire son origine de la littérature scientifique russe et son utilisation en électromagnétique devient célèbre grâce aux travaux de Harrington. Cette Méthode est utilisée pour résoudre numériquement les problèmes aux conditions limites.

Cette méthode est très bien adaptée pour résoudre les problèmes des intérêts pratiques dans le domaine de l'électromagnétisme tels que : la diffusion, l'analyse des structures de propagation micros-trips avec pertes, et les antennesLe terme générique de la Méthode des Moments

recouvre pour nous l'ensemble des méthodes numériques qui permettent la résolution d'une équation intégrale aux frontières en s'appuyant sur une décomposition linéaire en fonctions de bases, d'une mise en équation par projection sur un ensemble de fonctions de test et sur la résolution du système linéaire qui en découle. En pratique, une Méthode des Moments donnée sera définie par : (1) le type des fonctions de base/test et (2) le type de maillage adopté.

Dans la technique standard de MoM, on utilise généralement des fonctions de base constantes ou linéaires combinées avec un maillage linéaire. Nous verrons que cette technique standard soulève des difficultés de traitement des problèmes de diffusion électromagnétique lorsque la surface considérée possède de fortes courbures. Pour améliorer la précision ainsi que la convergence de calcul, nous avons envisagé d'utiliser les polynômes d'ordre supérieur.

La MoM peut s'appliquer à n'importe quel type de corps homogène, mais elle ne convergera vers la solution exacte que si la taille des éléments discrétisés est bien inférieure à la longueur d'onde. Généralement, un maillage avec des éléments de dimension inférieure à $\lambda/10$ permet d'obtenir de bons résultats. [8] - [11].

II.5.1. Principe de la Méthode des Moments :

Les procédures standards de l'utilisation de la Méthode des Moments (MoM) peuvent être résumées dans les trois étapes suivantes :

- ✓ Construction des équations intégrales pour modéliser le problème posé.
- ✓ Discrétisation des équations intégrales en utilisant les fonctions de base B et de test T pour formuler un système matriciel linéaire.
- ✓ Résolution du système matriciel linéaire pour obtenir les paramètres inconnus du problème.

Selon le problème posé, il existe plusieurs formes des équations intégrales. De manière générale, ces équations peuvent être décrites sous la forme :

$$S = L(f) \tag{II.6}$$

Où (L) est l'opérateur intégral, S est la fonction connue et f la fonction inconnue. Afin de discrétiser ces équations en utilisant la méthode MoM, premièrement la fonction inconnue f est approchée par une fonction pondérée f^B . Cette fonction pondérée est construite par la combinaison linéaire de la fonction de base B_b .

$$f \approx f^B = \sum_{b=1}^B I_b B_b \quad (II.7)$$

avec $b=1,2,\dots,B$

Où I_b sont les coefficients inconnus à déterminer. Le résidu de l'équation est défini par :

$$R = S - L(f^B) = S - \sum_{b=1}^B I_b L(B_b) \quad (II.8)$$

Une fonction de test est ensuite choisie pour annuler le produit scalaire suivant :

$$\langle T_a, R \rangle = 0 \quad a=(1,2,\dots, A) \quad (II.9)$$

En substituant (II.8) dans (II.9), nous obtenons la relation :

$$\langle T_a, S \rangle = \sum_{b=1}^B I_b \langle T_a, L(B_b) \rangle \quad (II.10)$$

Nous pouvons exprimer l'équation (II.10) sous la forme du système matriciel linéaire suivant :

$$V_a = Z_{ab} I_b \quad (II.11)$$

Avec les composants des matrices :

$$V_a = \langle T_a, S \rangle \quad (II.12)$$

$$Z_{ab} = \langle T_a, L(B_b) \rangle \quad (II.13)$$

La résolution du système d'équation linéaire est l'un des plus classiques en mathématiques.

L'équation (II.10) peut se mettre sous forme matricielle telle que :

$$[Z_{ab}] * [I_b] = [V_a] \quad (II.14)$$

Avec :

$$[Z_{ab}] = \begin{bmatrix} \langle T_1, L(B_1) \rangle & \langle T_1, L(B_2) \rangle & \dots \\ \langle T_2, L(B_1) \rangle & \langle T_2, L(B_2) \rangle & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}, [I_b] = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \dots \end{bmatrix}, [V_a] = \begin{bmatrix} \langle T_1, S \rangle \\ \langle T_2, S \rangle \\ \dots \end{bmatrix} \quad (II.15)$$

Si $[Z_{ab}]$ est non-singulière et que son inverse $[Z_{ab}^{-1}]$ existe, alors les $[I_b]$ sont donnés par :

$$[I_b] = [Z_{ab}^{-1}] [V_a] \quad (\text{II.16})$$

Et ainsi, la valeur de (\mathbf{f}) est donnée par l'équation (II.7). La valeur de (\mathbf{f}) est exacte ou approximée en fonction des choix pour les fonctions de bases \mathbf{B}_b et pour les fonctions tests \mathbf{Z}_{ab} . [8] - [12]

II.5.2. Fonctions de base et fonctions de test :

Afin d'assurer la convergence des calculs dans l'utilisation de la méthode MoM, nous devons choisir les fonctions de base et test dans un espace fonctionnel complet contenant la fonction inconnue (f) à approcher. L'efficacité de la méthode repose essentiellement sur le choix judicieux de ces fonctions [8] - [11].

II.5.2.a. Fonctions de base:

Les fonctions de base permettent de décrire la distribution du courant dans les conducteurs. Choisir une fonction de base revient à définir un modèle de distribution du courant; ce modèle peut dans certains cas donner une distribution discontinue du courant et/ou des charges. On obtient dans ce cas une distribution du courant non physique qui vérifie les conditions aux limites du champ tangentiel. Dans la plupart des cas, Cette distribution du courant permet un calcul exact du champ rayonné. De nombreux travaux traitent la rapidité, la convergence et la précision de la résolution en fonction du choix des fonctions de bases. Le choix des fonctions de bases est donc très important pour l'efficacité et la précision de la résolution [6].

II.5.2.b. Fonctions de test:

Le choix des fonctions de test ne dépend pas de la fonction de base. Nous pouvons donc utiliser une fonction de test et une fonction de base différentes à condition qu'elles appartiennent à un même espace fonctionnel. Dans la pratique, trois types de fonction de test sont souvent utilisés :

1.Collocation :

Dans le cas le plus simple, nous pouvons choisir la fonction de delta Dirac suivante :

$$T_a(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a) = \begin{cases} 1, \mathbf{r} = \mathbf{r}_a \\ 0, \mathbf{r} \neq \mathbf{r}_a \end{cases} \quad (\text{II.17})$$

Cette fonction est valable pour traiter uniquement le cas des fonctions appartenant à l'espace $W^{0,2}$ (espace des fonctions intégrables). Elle est bien appropriée pour un sous-domaine de petite largeur. Cependant, lorsqu'elle est utilisée pour un sous-domaine plus large, elle provoque une grande erreur de calcul.

2. Moindre carré :

Le choix de la fonction de test est obtenu en minimisant la valeur moyenne de l'intégrale carré du résidu. Cette condition est remplie en choisissant la fonction de test suivante :

$$T_a = L(B_a) \quad (\text{II.18})$$

En effet, cette fonction de test est «la plus sûre » pour garantir la convergence de calcul.

Cependant, elle impose une complexité algorithmique ce qui la rend moins pratique à utiliser. [8] - [12].

3. Méthode de Galerkin

Dans le cas particulier où les fonctions de bases et les fonctions tests sont identiques, on parle alors de la méthode de Galerkin [4],[11].

La méthode de Galerkin dans le domaine de Transformée de Fourier a plusieurs avantages en comparaison avec la méthode d'équation intégrale de domaine spatial :

1. La méthode est plus simple puisque la solution est extraite des équations algébriques et pas des équations intégrales couplées
2. La nature physique du mode pour chaque solution peut facilement être reconnue via la sélection correspondante faite pour les fonctions de base.

La méthode de Galerkin dans le domaine spectral est également applicable à une ligne micro-ruban et ainsi à une ligne micro-ruban blindé, une ligne avec deux couches de substrats diélectriques et aux lignes de transmission imprimées généralisées semblables qui contiennent plusieurs couches diélectriques et conducteurs apparaissant à plusieurs interfaces diélectriques.

Une solution des équations pour les transformations des courants dans le domaine spectral sont résolus en dérivant des fonctions de Green dyadiques basées sur le concept de circuit équivalent transversales appliqué dans le domaine spectral en conjonction avec une simple règle de transformation de coordonnées. [4].

II.6. Méthode spectrale:

Durant les dix dernières années beaucoup d'efforts ont été effectués dans le développement de méthodes numériques capables de caractériser des structures guide d'ondes composites. Un grand nombre de méthodes telles que : la méthode d'adaptation modale (Mode-Matching Method), la technique de la résonance transverse, la méthode des lignes, et la méthode spectrale, ont été proposées et raffinées selon les applications. En générale le choix de la méthode numérique est basé sur un compromis entre la précision, l'efficacité, l'adaptation à la structure étudiée, etc.... et ce choix n'est pas forcément unique. Pour des lignes de transmission planaires, simple couches ou multicouche de diélectrique, la méthode approuvée et utilisée, et c'est la méthode spectrale.

L'utilisation de la méthode des moments et plus particulièrement de la méthode de Galerkin, permet d'obtenir un résultat précis bien que le déterminant associé à l'équation caractéristique, soit de dimension faible.

La méthode est habituellement employée en choisissant un jeu de fonctions de base qui satisfait les conditions de singularité sur le bord des conducteurs, pour l'approche du courant sur les rubans ou des champs dans les fentes.

D'un point de vue mathématique, la méthode spectrale transforme un problème d'équation intégrale dans le domaine spatial en une équation algébrique dans le domaine spectral associé à la théorie des transformations de Fourier. Son principal avantage est la simplification du traitement analytique et numérique [7].

Notre étude consiste a déterminé les différents paramètres caractéristiques d'une ligne de transmission multicouches, tels que: la constante de propagation. Ce travail a été mené selon un choix d'une des méthodes rigoureuses. Cette dernière est la Technique de la Matrice Exponentielle Généralisée dans le domaine spectral via la méthode des moments procédure de Galerkin.

II.7. La Technique de la Matrice Exponentielle Généralisée (GEMT) dans le domaine spectral :

La technique de la Matrice Exponentielle Généralisée dans le domaine spectral parmi les techniques traite l'interaction d'une onde électromagnétique avec des médias bianisotropiques à structure multicouches. Cette technique et proposée par Tsalamengas[19].

Elle est utilisée pour étudier le rayonnement de source et les problèmes de propagation des ondes dans des structures multicouches à médias bi- anisotropes [14] [15].

Cette technique est de formulation élégante et systématique. Elle a été développée en combinant la transformée de Fourier avec des méthodes d'analyses des matrices. Cette technique est adaptée et développée afin de traiter la présence des médias bi-anisotropes généraux définis par quatre tenseurs sans aucune réduction de leurs éléments. Parmi les techniques utilisées qui traitent l'interaction d'une onde électromagnétique avec des médias bianisotropiques à structures multicouches

Les problèmes des conditions aux limites correspondantes sont caractérisés, cependant, par une formulation algébrique complexe établie dans le cadre des techniques classiques (pour manipuler l'équation d'onde du quatrième degré assez difficile à traiter). [19] - [22].

Une formulation très fructueuse, présentée par Berreman [16] - [20], et intensivement employée ces dernières années par beaucoup des chercheurs, servant a développer les équations de Maxwell dans un système d'équations couplées du premier ordre de la forme [23], [24] :

$$\frac{d\bar{w}}{dz} = \bar{p}w(z) \quad (\text{II.19})$$

Où Z est l'axe de stratification, \bar{w} représente un vecteur et présente les composantes des champs électromagnétiques selon les axes x, y, \bar{p} c'est une matrice où les éléments sont indépendants de Z.

Dans l'analyse suivante la dépendance en temps $\exp(+j\omega t)$, assumée pour toutes les quantités de champ, est supprimées partout.

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \bar{E}_t \\ \bar{H}_t \end{pmatrix} = \bar{p}(\kappa_x, \kappa_x, \varepsilon, \mu, \eta, \xi) \begin{pmatrix} \bar{E}_t \\ \bar{H}_t \end{pmatrix} \quad (\text{II.20})$$

La solution générale de l'équation précédente peut être écrite comme suit :

$$\begin{pmatrix} \bar{E}_t(z) \\ \bar{H}_t(z) \end{pmatrix} = \exp(z\bar{p}) \begin{pmatrix} \bar{E}_t(0) \\ \bar{H}_t(0) \end{pmatrix} \quad (\text{II.21})$$

$$\begin{pmatrix} \bar{E}_t(z) \\ \bar{H}_t(z) \end{pmatrix} = \bar{T}(z) \begin{pmatrix} \bar{E}_t(0) \\ \bar{H}_t(0) \end{pmatrix} \quad (\text{II.22})$$

Selon le théorème Calley-Hamilton, $\exp(z\bar{P})$ peut être développé comme suit :

$$\exp(z\bar{P}) = \bar{T}(z) = c_0 \bar{I}_4 + c_1 \bar{P} + c_2 \bar{P}^2 + c_3 \bar{P}^3 \quad (\text{II.23})$$

Où les C_j sont des coefficients d'expansion ($j = 0, 1, 2, 3$) peuvent être déterminées, en résolvant le système algébrique linéaire de Vandermode :

$$\begin{bmatrix} 1 & \lambda_0 & \lambda_0^2 & \lambda_0^3 \\ 1 & \lambda_1 & \lambda_1^2 & \lambda_1^3 \\ 1 & -\lambda_0 & \lambda_0^2 & -\lambda_0^3 \\ 1 & -\lambda_1 & \lambda_1^2 & -\lambda_1^3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_0(z) \\ c_1(z) \\ c_2(z) \\ c_3(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp(\lambda_0 z) \\ \exp(\lambda_1 z) \\ \exp(\lambda_2 z) \\ \exp(\lambda_3 z) \end{bmatrix} \quad (\text{II.24})$$

$$\exp(\lambda_i z) = \sum_{k=0}^3 (\lambda_i)^k C_k(z) \quad (\text{II.25})$$

Avec λ_i ($i=0, 1, 2, 3$) des racines de l'équation caractéristique suivante :

$$\det(\lambda \bar{I}_4 - \bar{P}) \equiv \lambda^4 + a_1 \lambda^3 + a_2 \lambda^2 + a_3 \lambda + a_4 = 0 \quad (\text{II.26})$$

Les coefficients a_i ($i= 1, 2, 3, 4$) peuvent être déterminés par les relations suivantes :

$$a_1 = -\text{tr}(\bar{P}) \quad (\text{II.27.a})$$

$$a_2 = -[a_1 \text{tr}(\bar{P}) + \text{tr}(\bar{P}^2)]/2 \quad (\text{II.27.b})$$

$$a_3 = -[a_2 \text{tr}(\bar{P}) + a_1 \text{tr}(\bar{P}^2) + \text{tr}(\bar{P}^3)]/3 \quad (\text{II.27.c})$$

$$a_4 = \det(\bar{P}) \quad (\text{II.27.d})$$

Après Selon quelques propriétés de la matrice Vandermonde, ces coefficients peuvent être exprimés explicitement via les relations extrêmement symétriques :

$$C_0(z) = -\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 F_0(z) - \lambda_0 \lambda_2 \lambda_3 F_1(z) - \lambda_0 \lambda_1 \lambda_3 F_2(z) - \lambda_0 \lambda_1 \lambda_2 F_3(z) \quad (\text{II.28.a})$$

$$C_1(z) = (\lambda_1 \lambda_2 + \lambda_2 \lambda_3 + \lambda_3 \lambda_1) F_0(z) + (\lambda_0 \lambda_2 + \lambda_2 \lambda_3 + \lambda_3 \lambda_0) F_1(z) + (\lambda_0 \lambda_1 + \lambda_1 \lambda_3 + \lambda_3 \lambda_0) F_2(z) + (\lambda_0 \lambda_1 + \lambda_1 \lambda_2 + \lambda_2 \lambda_0) F_3(z) \quad (\text{II.28.b})$$

$$C_3(z) = -(\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3) F_0(z) - (\lambda_0 + \lambda_2 + \lambda_3) F_1(z) - (\lambda_0 + \lambda_1 + \lambda_3) F_2(z) - (\lambda_0 + \lambda_1 + \lambda_2) F_3(z) \quad (\text{II.28.c})$$

$$C_4(z) = F_0(z) + F_1(z) + F_2(z) + F_3(z) \quad (\text{II.28.d})$$

$$F_0(z) = \frac{\exp(\lambda_0 z)}{(\lambda_0 - \lambda_1)(\lambda_0 - \lambda_2)(\lambda_0 - \lambda_3)} \quad (\text{II.29.a})$$

$$F_1(z) = \frac{\exp(\lambda_1 z)}{(\lambda_1 - \lambda_0)(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)} \quad (\text{II.29.b})$$

$$F_2(z) = \frac{\exp(\lambda_2 z)}{(\lambda_2 - \lambda_0)(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_2 - \lambda_3)} \quad (\text{II.29.c})$$

$$F_3(z) = \frac{\exp(\lambda_3 z)}{(\lambda_3 - \lambda_0)(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_2)} \quad (\text{II.29.d})$$

Ce qui a été jusqu'à maintenant réalisé est une description générale alliée aux champs à l'intérieur d'une plaque bi-anisotrope générale par les expressions de forme fermées courtes, remarquables et extrêmement symétriques en termes de matrices (4 x 4), P, P² et P³ uniquement. Notre algorithme est simple et économique par rapport à d'autres approches matricielles alternatives utilisées dans le passé. En outre, cette représentation est tout à fait adaptée à l'application des conditions aux limites.

La matrice T (K_x, K_y, K_z) est calculée dans la formulation du GEMT selon le théorème de Cayley Hamilton combinée avec la méthode du MULLER pour déterminer la fonction des racines complexes. La méthode de Muller est une généralisation de la méthode sécante utilisée, qui permet de calculer tous les zéros réels ou complexes d'une équation algébrique ou même d'une équation non linéaire plus générale à inconnues réelles et complexes (p, f(p)), (p1, f(p1)), (p2, f(p2)). Sa convergence est presque quadratique. Ceci offre une convergence plus rapide que la méthode de la sécante et aussi plus rapide que la méthode de Newton [25].

Elle se résume en la résolution de l'équation (II.22) par la méthode des moments où on décompose les composantes de la densité de courant du ruban en fonction des fonctions de base, avec l'application de Galerkin dans le domaine spectral ce qui mène à l'obtention du système donnée au chapitre III.

II.8. Conclusion:

Dans ce chapitre nous nous sommes intéressés à la description des méthodes numériques, comme outils de calculs des résolutions numériques en général, et en même temps pour citer la méthode et la technique que nous avons adoptées et qui sont appropriées dans notre cas de recherche. Elles permettent d'obtenir des résultats très précis relativement aux pertes du temps de calcul suffisamment long. Ce qui reste lié au choix du type de la discrétisation en volume (cas complexes) ou en surface (cas avec complexité moyenne) à analyser, inconvénient qui sera ajouté avec le temps alloué à la technique de calcul analytique utilisée, qui génère un très grand nombre d'inconnues. Parmi les méthodes sus cités dans ce chapitre, la technique de la matrice exponentielle généralisée dans le domaine spectral combiné avec la méthode de moments procédure de Galerkin, qui est l'unique dans son efficacité qui permet de modéliser et évaluer les paramètres des caractéristiques de propagation pour différents types des lignes de transmission.

References:

- [1]. Nguyen, C. "Analysis methods for RF, microwave, and millimeter-wave planar transmission line structures. Vol. 160. John Wiley & Sons, (2003).
- [2]. Sadiku, Matthew NO. "Numerical techniques in electromagnetics with MATLAB." CRC press, (2011).
- [3]. Jin, J. "The Finite Element Method in Electromagnetics, John Willey & Sons." Inc., New York (2002).
- [4]. Garg, R, Inder B, and Maurizio B. "Microstrip lines and slotlines." Artech house, (2013).
- [5]. Elsherbeni, A.Z., and Veysel. D. "*The finite-difference time-domain method for electromagnetics with MATLAB simulations*. The Institution of Engineering and Technology, (2016).
- [6]. Jaleddine Ben Hadj. S, " Modélisation du rayonnement électromagnétique des circuits d'électronique de puissance. Application à un hacheur. " Thèse de doctorat. Ecole Centrale de Lyon, (1997).
- [7]. Daoudi, S. "Modélisation d'une structure à guide d'ondes imprimée sur diélectrique bianisotropique (le chiral) selon la technique de la matrice exponentielle généralisée. Application au résonateur micro-ondes." Thèse de Magistère. Université Mentouri de Constantine, (2007).
- [8]. Gibson, W. C. "The method of moments in electromagnetics. " CRC press, Second Edition ,(2014).
- [9]. Andersson, T. "Moment-method calculations of scattering by a square plate using singular basis functions and multipole expansions." Journal of electromagnetic waves and applications 7.1 93-121, (1993).
- [10]. Andersson, T. "Moment-method calculations on apertures using basis singular functions." IEEE transactions on Antennas and Propagation 41. 1709-1716, 12 (1993):.
- [11] KHAIRI, R. "Modélisation de la diffusion électromagnétique par les vagues côtières déferlantes. " Thèse de doctorat. Université de Bretagne occidentale-Brest, (2013).
- [12] Mirshekar-Syahkal. D, "Spectral domain method for microwaves integrated circuits", JOHN WILEY & SONS INC, (1990).

- [13] Itoh, T, ed. "Numerical techniques for microwave and millimeter-wave passive structures." Wiley-Interscience, (1989).
- [14] Daoudi. S, F. Benabdelaziz and C. Zebiri, "Spectral-domain Analysis of Finline Printed on Chiral and Ferrite Substrates Using the Generalized Exponential Technique Combined with Galerkin's Method", European Journal of Science and Technology, Issue 8, pp. 53-56, September 2016 (Special Issue of the 2nd International Conference on Computational and Experimental Science and Engineering (ICCESEN-2015), Antalya, Turkey, October 14-19, 2015).
- [15] Yin, W. Y, "Linear Complex Media", Encyclopedia of RF and Microwave Engineering, John Wiley, New York, pp. 694-717, (2005).
- [16] W. Y. Yin, G. H. Nan, and I. Wolff, «The combined effects of Chiral operation in multilayered bianisotropic substrates», Progress In Electromagnetics Research, PIER 20, pp153– 178, (1998).
- [17] Yin, W. Y., & Li, L. W. and Mook-S.L, "Hybrid Effects of Gyrotropy and Chirality in Chiral-Ferrite Fin Lines", Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 25, N0.1, April 5 (2000).
- [18] Yin, W. Y., & Li, L. W. and Ingo .W, "The Compatible effects of gyrotropy and chirality in biaxially bianisotropic chiral-and chiroferrite-ferrite microstrip line structure", Int. J. Numer. Model. 12, 209-227 (1999).
- [19] Tsalamengas, J. L. "Interaction of Electromagnetic Waves With General Bianisotropic Slabs", Trons. Microwav Theory and Tech, VOL. 40.NO. 10. Octobre (1992).
- [20] Jaiem, Jiin M. "Computatiohal METHODS FOR Electromaghetic AHD OPTICAL SYSTEMS." (2000).
- [21] Tsalamengas, J. L., and N. Uzunoglu. "Radiation from a dipole in the proximity of a general anisotropic grounded layer." IEEE transactions on antennas and propagation Vol 33.N° 2 p:165-172, (1985).
- [22] Tsalamengas, J. L., and Nikolaos K. U. "Radiation from a dipole near a general anisotropic layer." IEEE transactions on antennas and propagation Vol 38.N° 1 pp: 9-16. (1990):

[23] Yin, W. Y., & Li, L. W. "Reflection and transmission characteristics of bianisotropic slabs with (out) a soft and hard surface: Clarification of the magnetic group of symmetry." *Microwave and Optical Technology Letters* 21.5 (1999): 351-356.

[24] Wang, S. Y., Yin, W. Y., Zhou, L., Chen, J., Gu, X. Q., & Qiu, L. F. "THz wave interaction with planar structures consisting of multilayer graphene sheets and bianisotropic slabs". In : *Wireless Symposium (IWS), IEEE International*. IEEE, 2014. p. 1-4. (2014)

[25] Daoudi, S., Benabdelaziz, F., Zebiri, C., & Sayad, D. "Generalized Exponential Matrix Technique Application for the Evaluation of the Dispersion Characteristics of a Chiro-Ferriteshielded Multilayered Microstrip Line. " *Progress In Electromagnetics Research*, 61, 1-14. (2017).

CHAPITRE III

Les lignes planaires implantées sur milieux complexes

CHAPITRE III

III .1. Introduction :

La ligne de Transmission ou les structures à guide d'ondes utilisées dans les systèmes microélectroniques à haute fréquence sont fréquemment fabriquées par des techniques photolithographiques sur des diélectriques multicouches ou des substrats semi-conducteurs.

Les lignes de transmission planaires sont des composantes essentielles des circuits intégrés monolithiques MICs. Elles ont été utilisées pour réaliser de nombreuses fonctions d'un circuit, comme, filtres, et coupleurs, mais aussi pour transporter tout simplement des signaux [1].

Pour des applications en bande millimétrique, les lignes de transmission fermées, tels que les guides d'ondes ou les lignes coaxiales, satisfont à toutes les exigences suivantes : de faibles pertes, la distorsion du signal négligeable, haute capacité de puissance transmise, compatibilité électromagnétique, une large bande de fréquence de fonctionnement, résistance électromagnétique élevée et la propagation de mode dominante pure, ce qui reste est le jeu d'exigences sur n'importe quelle sorte de ligne de transmission.

Dans ce chapitre on s'intéresse à l'analyse des lignes de transmission qui sont uniformes et homogènes le long de la direction-z, et par conséquent peuvent être soumis à l'analyse d'une coupe à deux dimensions.

Les lignes de transmission planaires sont des assemblages de conducteurs déposés sur l'une ou les deux faces d'un substrat isolant(diélectrique). Les plus utilisées sont la ligne micro-ruban (micro-strip), la ligne à fente (slotline) et la ligne coplanaire. [2].

Ces dernières années, l'attention prêtée à l'étude de la propagation électromagnétique dans des médias chiraux bi-isotropes et bi-anisotropes a particulièrement augmentée [3].

Les propriétés électromagnétiques des matériaux sont définies par la permittivité (ϵ_r) et par la perméabilité (μ_r) relatives complexes. La première décrit la réaction du milieu soumis à une excitation électrique (E) et la seconde traduit le comportement face à une excitation magnétique (H). Le choix des méthodes de caractérisation électromagnétique est étroitement lié d'une part à la nature (magnétique ou diélectrique, transparent ou absorbant, isotrope ou anisotrope, homogène ou inhomogène) de l'échantillon à caractériser, et d'autre part à sa forme (matériau solide, liquide, gazeux, épais ou film mince) [4].

Afin d'étudier la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu complexe, on doit prendre en compte les interactions entre le champ électromagnétique et le milieu. Dans ce chapitre, nous présentons quelques notions de base sur les ondes électromagnétiques et le milieu de propagation. Les équations de Maxwell sont résolues à l'intérieur de chaque couche et les champs transversaux au-dessus et en dessous du milieu.

III.2. Milieux linéaires homogènes et isotropes :

Un milieu isotrope est un milieu dont les propriétés sont identiques quelle que soit la direction d'observation. Pour permettre un calcul du champ associé, dans un milieu donné à une situation électromagnétique donnée, il convient d'ajouter des relations qui préciseront les propriétés spécifiques du milieu étudié.

Les relations entre les différents champs des vecteurs impliqués dans les équations de Maxwell constituent ce qu'on appelle « les relations constitutives » du milieu étudié.

Nous nous limiterons ici au cas où ces relations sont linéaires: on dit alors que le milieu est lui-même linéaire. La polarisation \vec{P} et l'induction \vec{D} sont parallèles au champ électrique \vec{E} et le vecteur de Poynting \vec{S} est parallèle au vecteur d'onde \vec{k} pour une onde plane.

De plus, si la permittivité diélectrique est constante d'un point à l'autre, le milieu est dit homogène [5].

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad \text{(III-1)}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad \text{(III-2)}$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad \text{(III-3)}$$

Où \vec{D} : le vecteur d'induction (déplacement électrique) (C/m^2).

\vec{B} : l'induction magnétique (tesla).

\vec{J} : la densité de courant (A/m^2).

ϵ : la permittivité électrique absolue du milieu.

μ : la perméabilité magnétique absolue du milieu.

σ : la conductivité.

III.3. Milieu bi-isotrope :

Ces milieux présentent un couplage entre les quantités électriques et magnétiques, Par contre, du fait de la propriété d'isotropie, la permittivité, la perméabilité et les paramètres de couplage sont scalaires [6][7].

Dans ce cas Les équations constitutives ont les formes suivantes :

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \bar{\epsilon}\vec{E} + \bar{\xi}\vec{H} \\ \vec{B} &= \bar{\mu}\vec{H} + \bar{\zeta}\vec{E}\end{aligned}\tag{III.4}$$

Avec

$$\begin{aligned}\bar{\epsilon} &= \epsilon\bar{I}; \quad \bar{\mu} = \mu\bar{I} \\ \bar{\xi} &= \xi\bar{I} \quad \bar{\zeta} = \zeta\bar{I}\end{aligned}$$

III.4. Milieu anisotrope :

Un milieu anisotrope est un milieu dont les propriétés varient suivant la direction de propagation de l'onde ainsi, les « grandeurs de la matière » qui donnent les propriétés du milieu sont en réalité des grandeurs tensorielles. Ainsi, la polarisation \vec{P} et l'induction électrique \vec{D} ne sont plus parallèles à \vec{E} . La conductivité et l'induction électrique comme nous l'avons déjà défini pour les milieux linéaires, les milieux non linéaires sont des milieux où les relations constitutives sont des relations non linéaires alors on dit que le milieu lui-même est un milieu non linéaire.

A l'intérieur de tel matériau, les relations constitutives entre le vecteur induction électrique \vec{D} et le vecteur champ électrique \vec{E} .[5],[8]-[9]

S'écrivent selon les expressions :

$$\vec{D} = \bar{\epsilon}\vec{E}\tag{III.5}$$

$$\vec{B} = \bar{\mu}\vec{H}\tag{III.6}$$

III.5. Milieu Bi-anisotrope :

L'électromagnétisme est une branche issue d'une science physique qui traite les relations physiques entre l'électricité et le magnétisme. La bi-anisotropie concerne le sujet d'un accouplement magnéto-électrique intrinsèque dans les médias. Le concept d'un milieu bi-anisotrope a été inventé en 1968 par Cheng et Kong [10].

Actuellement, les matériaux bi-anisotropes artificiels attirent l'attention de beaucoup de chercheurs dans le domaine l'électromagnétisme en raison de leur utilité potentielle dans telles applications dans le domaine des micro-ondes et du système des guides d'ondes optiques en tant que transformateurs de polarisation, coupleurs directionnels, et d'autres [11].

Les matériaux bi-anisotropes ont été d'un grand intérêt durant de nombreuses années dans la communauté scientifique qui s'était intéressait aux propriétés électromagnétiques des matériaux.

A cause de leur diversité, ils ont trouvé beaucoup de leurs d'applications potentielles, dans une très large gamme d'ondes allant des, micro-ondes aux fréquences optiques.

Les propriétés particulières de ces médias proviennent d'un couplage entre les champs électriques et magnétiques qui peuvent être décrits par certaines relations constitutives.

D'après le formalisme classe A employé par Sihvola et Lindell, les matériaux bi-anisotropes sont caractérisés par les relations constitutives suivantes [5][6][9].

$$\vec{D} = [\varepsilon]\vec{E} + ([\chi] - j[\xi])\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\vec{H} \quad (\text{III.8})$$

$$\vec{B} = [\mu]\vec{H} + ([\chi] + j[\xi])\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\vec{E} \quad (\text{III.9})$$

Où \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} et \vec{B} sont des champs électrique, et magnétique, le vecteur d'induction électrique (déplacement électrique) et le vecteurs d'induction magnétique, $[\varepsilon]$ et $[\mu]$ sont des tenseurs de permittivité électrique et de perméabilité magnétique respectivement.

χ est le paramètre de non réciprocité et ξ le paramètre de chiralité du matériau.

Les matériaux bi-anisotropes est une généralisation de l'anisotropie et matériaux chiraux [13].

Différents types des médias sont possibles : anisotrope, uni-axiale, bi-axiale, gyrotrope ,, ... Comme il est possible d'avoir qu'un seul élément non nul des éléments de la matrice 3x3 [14]. Dans [12] et [15] un cas spécial des l'éléments magnétoélectrique ci-dessus a été traité.

Un pas important dans la distinction entre médias anisotrope vient par le fractionnement du paramètre (x) dyadique constitutive ($\mathbf{X} = \bar{\mu}, \bar{\epsilon}, \bar{\zeta}, \bar{\eta}$) en deux parties symétriques, antisymétriques et [7], [16].

$$\bar{\mathbf{X}} = \bar{\mathbf{X}} = \begin{bmatrix} x_x & x_{xy} & x_{xz} \\ x_{yx} & x_y & x_{yz} \\ x_{zx} & x_{zy} & x_z \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} x_x & 0 & 0 \\ 0 & x_y & 0 \\ 0 & 0 & x_z \end{bmatrix}}_{\text{symétrique} \rightarrow \text{uniaxiale, anisotropie biaxiale}} + \underbrace{\begin{bmatrix} 0 & x_{xy} & x_{xz} \\ x_{yx} & 0 & x_{yz} \\ x_{zx} & x_{zy} & 0 \end{bmatrix}}_{\text{antisymétriques} \rightarrow \text{anisotropie gyrotropique}} \quad (\text{III.10.a})$$

Cela peut être simplifié en ::

$$\bar{\mathbf{X}} = \underbrace{x_x \bar{u}_x \bar{u}_x + x_y \bar{u}_y \bar{u}_y + x_z \bar{u}_z \bar{u}_z}_{\text{symétrique}} + \underbrace{x_g \bar{u}_z \times \bar{\mathbf{I}}}_{\text{antisymétrique}} \quad (\text{III.10.b})$$

Avec :

$$x_g = \begin{bmatrix} 0 & x_{xy} & x_{xz} \\ x_{yx} & 0 & x_{yz} \\ x_{zx} & x_{zy} & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{III.10.c})$$

Où I est la matrice identité

La partie symétrique de la "x" a un axe principal dyadique en x, y ou z, et ces éléments déterminent l'anisotropie uni-axiale et bi-axial. Les autres éléments x_g définissent les antisymétriques anisotropes gyrotropes du milieu. Lorsque tous les paramètres constitutifs sont scalaires, le milieu est dit bi-isotrope.

Selon la forme de tenseurs des éléments magnétoélectriques $\bar{\zeta}, \bar{\eta}$, il est possible de définir plusieurs types de media.

Plusieurs cas de milieux complexe a été présenté [35–39] :

- Cas1 : $\zeta = \eta = 0$ et $\zeta = -\eta$
- Cas 2: $\zeta = \eta \neq 0$ et $\zeta \neq \eta$

III.6. Milieu chiral :

Au cours des dernières années, la possibilité de fabriquer de matériaux bi-isotropique réciproques (généralement connu sous le nom de médias chiraux) au micro-ondes et fréquences millimétriques a soulevé un grand intérêt théorique et technologique [17].

L'interaction des champs électromagnétiques avec les matériaux chiraux a été étudié au cours des années. Les médias Chiral ont été utilisés dans beaucoup d'applications impliquant des antennes et des tableaux, des radômes d'antenne, des substrats de microbande et des guides d'ondes. Les matériaux chiraux existent à l'état naturel on peut citer par exemple le quartz ou les cristaux liquides ferroélectriques [18]. Un objet de chiral est, par définition, est un objet qui ne peut pas être superposé par translation ou rotation à son image issue d'un miroir. On parle alors de latéralité droite ou gauche pour distinguer l'objet de son image. Les charges chirales sont des microstructures dissymétriques de taille millimétrique (hélices à un ou plusieurs tours Fig III.1) [19].

Les matériaux chiraux isotropes présentent un phénomène de gyrotropie, appelé activité optique, qui, du fait de l'isotropie de la permittivité et de la perméabilité, ne peut avoir lieu que si le matériau est décrit par des lois constitutives particulières. Ces lois sont celles du milieu bi-isotrope, pour lequel la loi constitutive électrique et la loi constitutive magnétique sont explicitement couplées

Les chiraux en hyperfréquences sont principalement des composites constitués d'hélices métalliques noyées dans une matrice diélectrique [20], [21].

L'équation d'onde pour le milieu chiral isotrope possède alors une structure plus complexe que celle du milieu standard, ce qui en fait la différence fondamentale [18][23].

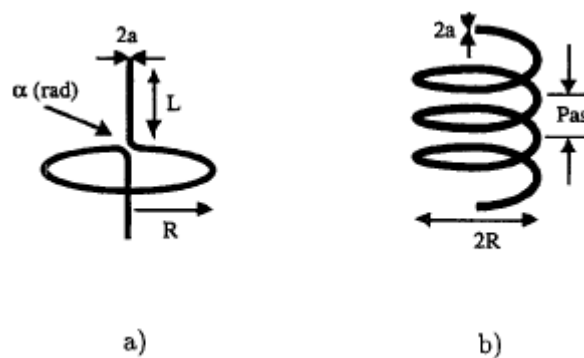


Figure -III-1 Quelques objet chiraux: **a)** hélice modèle ou hélice de jaggard, **b)** Hélice à 4 tours à enroulement à droite

Ces inclusions peuvent être diélectriques, magnétiques ou conductrices et leur dimension n'est pas limitée. Si leur taille reste faible devant la longueur d'onde, on peut parler de milieu effectif et définir une permittivité, une perméabilité et un coefficient de chiralité pour le composite.

En électromagnétisme la chiralité est un paramètre supplémentaire pour la conception de matériaux, et les matériaux chiraux sont supposés avoir des propriétés absorbantes particulières.

Les milieux chiraux sont bi-isotropes réciproques ($\chi=0$, $\xi \neq 0$), on retrouve les équations suivants :

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \epsilon\vec{E} + j\kappa\sqrt{\mu_0\epsilon_0}\vec{H} \\ \vec{B} &= \mu\vec{H} - j\kappa\sqrt{\mu_0\epsilon_0}\vec{E}\end{aligned}\tag{III.11}$$

Où (κ) représente le paramètre de chiralité qui décrit le couplage entre les champs électrique et magnétique, dû à la forme chirale des objets inclus dans le matériau. De tels milieux présentent des propriétés de biréfringence et de dichroïsme circulaires. Ils possèdent deux modes propres de propagation, une onde polarisée circulaire droite et une onde polarisée circulaire gauche.

L'équation (III.11) est un cas particulier des relations constitutives des milieux bi-anisotropes, dont les propriétés électromagnétiques ont été étudiées par Kong. Il faut rappeler qu'il existe différents formalismes pour décrire les milieux chiraux. Ils sont tous équivalents et l'on peut aisément trouver des relations pour passer d'un formalisme à l'autre. Toutefois, les paramètres effectifs ont des significations différentes selon le type de relations utilisées [18][23].

III.7. Configuration et géométrie de la ligne microstrip simple et suspendue:

La figure (III.2) montre la coupe transversale d'une ligne micro-ruban suspendue blindée à substrat bi-anisotropique.

Nous divisons cette structure en trois sous-régions R_i ($i=1,2,3$)

Où R_1 et R_3 sont l'espace libre et R_2 est le substrat bi-anisotrope est supposé diélectrique sans perte, il a une constante diélectrique relative (ϵ_r). Les couches sont différentes épaisseurs d_1, d_2, d_3 et ont les constantes diélectriques ϵ_0 , ϵ_r , ϵ_0 respectivement.

La ligne micro ruban suspendu, constituée d'un ruban conducteur de largeur ($2w$) imprimé sur un substrat diélectrique de largeur ($2a$), le tout est enfermé dans un boîtier métallique, pour assurer un guidage sans pertes par rayonnement. Les conducteurs utilisés sont supposés des conducteurs parfaits. Cette ligne présente divers avantages par rapport à une ligne micro ruban ordinaire telle que la faible dispersion et les très faibles pertes en ondes centimétriques et millimétriques.

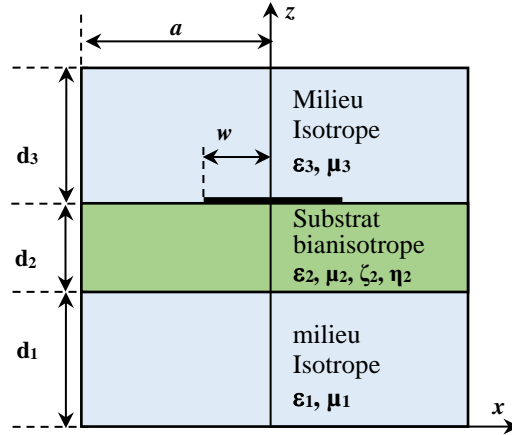


Figure III.2 : la coupe transversale d'une ligne micro-ruban suspendue blindé

Dans cette étude, nous avons développé une formulation mathématique à base GEMT pour une ligne microruban suspendue à substrat bi-anisotrope à l'aide de la méthode de moments et la procédure de Galerkin dans le domaine spectral. L'effet du milieu bi-anisotropique sur les caractéristiques de dispersion est présenté et analysé. Les résultats sont comparés avec le cas isotrope rapportés dans la littérature montrant de bons accords.

La nouveauté de ce travail réside dans une matrice complète de la formulation, le développement de calcul à partir d'équations de Maxwell jusqu'à la dérivation de l'intermédiaire du tenseur de Green en évitant les calculs inutiles. En plus de l'examen des pertes dans le substrat diélectrique qui n'ont jamais été considérées dans notre travaux. Cette approche formulation matricielle nous permet de surmonter les calculs lourds intermédiaires excessives qui ne sont pas nécessaires dans cette approche, qui peut mener à d'éventuelles erreurs.

III.7.1. Géométrie du problème par la Technique de la Matrice Exponentielle Généralisé :

Les matériaux bi-anisotropies, linéaires, stationnaires et dispersifs dans le domaine fréquentiel peuvent être décrits par leurs relations constitutives comme suit (où la dépendance de temps ($e^{j\omega t}$) est assumée)

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon_0 [\epsilon(\omega)] \vec{E} + \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} [\xi(\omega)] \vec{H} \\ \vec{B} &= \mu_0 [\mu(\omega)] \vec{H} + \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} [\eta(\omega)] \vec{E} \end{aligned} \tag{III.12}$$

Où (ω) est la fréquence angulaire de fonctionnement, Et dans le système de coordonnées Cartésien des tenseurs de la permittivité relative $[\epsilon(\omega)]$, perméabilité relative $[\mu(\omega)]$, et les

tenseurs de magnétoélectriques $[\xi(\omega)]$ et $[\eta(\omega)]$ ont des formes de matrices pleines sont représentés comme suit :

$$[\varepsilon(\omega)] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}, [\mu(\omega)] = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{bmatrix}, [\xi(\omega)] = \begin{bmatrix} \xi_{xx} & \xi_{xy} & \xi_{xz} \\ \xi_{yx} & \xi_{yy} & \xi_{yz} \\ \xi_{zx} & \xi_{zy} & \xi_{zz} \end{bmatrix}$$

$$[\eta(\omega)] = \begin{bmatrix} \eta_{xx} & \eta_{xy} & \eta_{xz} \\ \eta_{yx} & \eta_{yy} & \eta_{yz} \\ \eta_{zx} & \eta_{zy} & \eta_{zz} \end{bmatrix} \quad (\text{III.13})$$

En utilisant la technique de matrice exponentielle généralisée dans le domaine spectral, en partant des deux équations de Maxwell, on aboutit à une forme différentielle du 1^{ère} ordre des composantes transversales du champ électromagnétique en fonction de leurs dérivées [21]-[26]:

$$\frac{\partial [\tilde{\mathbf{f}}^{(i)}(\alpha, \beta, z)]}{\partial z} = [\mathbf{P}^{(i)}]_{4 \times 4} [\tilde{\mathbf{f}}^{(i)}(\alpha, \beta, z)] \quad (\text{III.14.a})$$

Et

$$[\tilde{\mathbf{f}}^{(i)}(\alpha, \beta, z)] = \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{E}}_x^{(i)}(\alpha, \beta, z) \\ \tilde{\mathbf{E}}_y^{(i)}(\alpha, \beta, z) \\ \tilde{\mathbf{H}}_x^{(i)}(\alpha, \beta, z) \\ \tilde{\mathbf{H}}_y^{(i)}(\alpha, \beta, z) \end{bmatrix} \quad (\text{III.14.b})$$

D'après l'équation (III.12) on peut déduire :

$$[\mathbf{P}] = [[\mathbf{A}] + [\mathbf{B}][\mathbf{C}][\mathbf{D}]] \quad (\text{III.14.c})$$

$$[\mathbf{A}] = j\kappa_0 \begin{bmatrix} -\eta_{yx} & -\eta_{yy} & -Z_0\mu_{yx} & -Z_0\mu_{yy} \\ \eta_{xx} & \eta_{xy} & Z_0\mu_{xx} & Z_0\mu_{xy} \\ Y_0\varepsilon_{yx} & Y_0\varepsilon_{yy} & \xi_{yx} & \xi_{yy} \\ -Y_0\varepsilon_{xx} & -Y_0\varepsilon_{xy} & -\xi_{xx} & -\xi_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [\eta_T] & Z_0[\eta_T] \\ -Y_0[\varepsilon_T] & -[\xi_T] \end{bmatrix} \quad (\text{III.14.d})$$

$$[\mathbf{B}] = \begin{bmatrix} -j(\kappa_0 \eta_{yz} + \kappa_x) & -j\omega \mu_0 \mu_{yz} \\ j(\kappa_0 \eta_{xz} - \kappa_y) & j\omega \mu_0 \mu_{xz} \\ j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{yz} & j(\kappa_0 \xi_{yz} - \kappa_x) \\ -j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{xz} & -j(\kappa_0 \xi_{xz} + \kappa_y) \end{bmatrix} = j\kappa_0 \begin{bmatrix} -(\eta_{yz} + \kappa_x^n) & -Z_0 \mu_{yz} \\ (\eta_{xz} - \kappa_y^n) & Z_0 \mu_{xz} \\ Y_0 \varepsilon_{yz} & (\xi_{yz} - \kappa_x^n) \\ -Y_0 \varepsilon_{xz} & -(\xi_{xz} + \kappa_y^n) \end{bmatrix} \quad (\text{III.14.e})$$

$$[\mathbf{C}] = \frac{-\kappa_0}{\Delta} \begin{bmatrix} Z_0 \mu_{zz} & \xi_{zz} \\ -\eta_{zz} & -Y_0 \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (\text{III.14.f})$$

$$[\mathbf{D}] = \kappa_0 \begin{bmatrix} Y_0 \varepsilon_{xz} & Y_0 \varepsilon_{yz} & (\xi_{xz} - \kappa_y^n) & (\xi_{yz} + \kappa_x^n) \\ -(\eta_{xz} + \kappa_y^n) & -(\eta_{yz} - \kappa_x^n) & -Z_0 \mu_{xz} & -Z_0 \mu_{yz} \end{bmatrix} \quad (\text{III.14.i})$$

$$\kappa_y^n = \frac{\kappa_y}{\kappa_0}, \quad \kappa_x^n = \frac{\kappa_x}{\kappa_0} \quad (\text{III.14.j})$$

Cette matrice est la première forme qui caractérise notre milieu, dans notre étude matricielle, on ne calcule plus les éléments de telles matrice, mais on l'insert telle qu'elle est. La solution générale de l'équation (III.14.a) est donnée par :

$$\begin{bmatrix} E_x(z) \\ E_y(z) \\ H_x(z) \\ H_y(z) \end{bmatrix} = \exp([\mathbf{P}] \cdot z) \begin{bmatrix} E_x(0) \\ E_y(0) \\ H_x(0) \\ H_y(0) \end{bmatrix} \quad (\text{III.15})$$

La solution générale de cette équation

$$\begin{bmatrix} E_x(z) \\ E_y(z) \\ H_x(z) \\ H_y(z) \end{bmatrix} = \overline{\overline{T}}(\kappa_x, \kappa_y; z) \begin{bmatrix} E_x(0) \\ E_y(0) \\ H_x(0) \\ H_y(0) \end{bmatrix} \quad (\text{III.16})$$

$$\tilde{f}^{(i)}(\alpha, \beta, z(i)) = \overline{\overline{T}}(\kappa_x, \kappa_y; z) \tilde{f}^{(i)}(\alpha, \beta, z(i-1)) \quad (\text{III.17})$$

Selon le théorème de Cayley-Hamilton, on exprime la matrice de transition par la forme suivante :

$$\overline{\overline{T}}(z) = c_0 \overline{\overline{I}}_4 + c_1 \overline{\overline{p}} + c_2 \overline{\overline{p}}^2 + c_3 \overline{\overline{p}}^3 \quad (\text{III.18})$$

Où le C_j sont des coefficients d'expansion ($j = 0, 1, 2, 3$), ces scalaires peuvent être déterminées, en résolvant le système algébrique linéaire de Vandermode. Nous avons l'avantage d'introduire la technique, il suffit de connaître les matrices de transition $\overline{\overline{T}}(\kappa_x, \kappa_y; z)$ des extrémités de la structure, multipliant les matrices de transition selon le nombre de couches et appliquant les conditions entre les couches diélectriques contenant les conducteurs, cela nous permet d'avoir le tenseur de Green qui modélise la structure.

$[T(z)]_{4 \times 4}$ est calculé dans la formule de la matrice exponentielle au moyen du théorème de Cayley Hamilton conjonction avec la technique de Mueller. Qui permet de déterminer des racines des fonctions complexes.

III.7.2. Conditions aux limites

Selon les conditions au voisinage d'un conducteur parfait, les composantes des champs électrique et magnétique pour les zones $Z \subseteq [0, D^{(1)}]$ et $Z \subseteq [d^{(2)}, d^{(3)}]$ sont:

$$f^{(1)}(\alpha, \beta, z) = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x(\alpha, \beta, z) \\ \tilde{E}_y(\alpha, \beta, z) \\ \tilde{H}_x(\alpha, \beta, z) \\ \tilde{H}_y(\alpha, \beta, z) \end{bmatrix} \quad (III.19.a)$$

$$f^{(1)}(\alpha, \beta, z) = L_1 \begin{bmatrix} \tilde{c}_1 \\ \tilde{c}_4 \end{bmatrix} \quad (III.19.b)$$

$$f^{(3)}(\alpha, \beta, z) = L_3 \begin{bmatrix} \tilde{c}_2 \\ \tilde{c}_3 \end{bmatrix} \quad (III.19.c)$$

Avec :

$$L_1 = \begin{bmatrix} -\frac{\alpha_n \gamma_0}{\omega \epsilon_0} & j\beta \\ -\frac{\beta \gamma_0}{\omega \epsilon_0} & -j\alpha_n \\ -j\beta \coth(\gamma_0 D_1) & -\frac{\alpha_n \gamma_0}{\omega \mu_0} \coth(\gamma_0 D_1) \\ j\alpha_n \coth(\gamma_0 D_1) & -\frac{\beta}{\omega \mu_0} \coth(\gamma_0 D_1) \end{bmatrix} \quad (III.19.d)$$

$$\mathbf{L}_3 = \begin{bmatrix} \frac{\alpha_n \gamma_0}{\omega \varepsilon_0} & j\beta \\ \frac{\beta \gamma_0}{\omega \varepsilon_0} & -j\alpha_n \\ -j\beta \coth(\gamma_0 D_3) & \frac{\alpha_n \gamma_0}{\omega \mu_0} \coth(\gamma_0 D_3) \\ j\alpha_n \coth(\gamma_0 D_3) & \frac{\beta}{\omega \mu_0} \coth(\gamma_0 D_3) \end{bmatrix} \quad (\text{III.19.d})$$

Avec :

$$\tilde{c}_1 = c_1 \sinh(\gamma_0 D_1) \quad (\text{III.19.e})$$

$$\tilde{c}_2 = c_2 \sinh(\gamma_0 D_3) \quad (\text{III.19.f})$$

$$\tilde{c}_3 = c_3 \sinh(\gamma_0 D_3) \quad (\text{III.19.g})$$

$$\tilde{c}_4 = c_4 \sinh(\gamma_0 D_1) \quad (\text{III.19.h})$$

En appliquant la solution générale de la technique "Matrice exponentielle généralisée" et les conditions imposées par les rubans conducteurs [27] :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x^3 \\ \tilde{E}_y^3 \\ \tilde{H}_x^3 \\ \tilde{H}_y^3 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \tilde{E}_x^2 \\ \tilde{E}_y^2 \\ \tilde{H}_x^2 \\ \tilde{H}_y^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -\tilde{J}_y^2 \\ \tilde{J}_x^2 \end{bmatrix} \quad (\text{III,20})$$

D'après les équations (III,20), on obtient l'équation matricielle qui relie les composantes transversales des champs électrique et magnétique à ceux de la densité du courant [21], [28].

$$[\mathbf{T}][\mathbf{L}_1] \begin{bmatrix} \tilde{C}_1 \\ \tilde{C}_4 \end{bmatrix} = [\mathbf{L}_3] \begin{bmatrix} \tilde{C}_2 \\ \tilde{C}_3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \tilde{J}_y \\ -\tilde{J}_x \end{bmatrix} \quad (\text{III.21.a})$$

$$[\mathbf{L}]_{(4,2)} = [\mathbf{T}] \cdot [\mathbf{L}_1]_{(4,2)} \quad (\text{III.21.b})$$

$$[\mathbf{L}]_{(4,2)} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{C}_1 \\ \tilde{C}_4 \end{bmatrix} = [\mathbf{L}_3]_{(4,2)} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{C}_2 \\ \tilde{C}_3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \tilde{J}_y \\ -\tilde{J}_x \end{bmatrix} \quad (\text{III.21.c})$$

Nous dénotons par $[\mathbf{L}]$ et $[\mathbf{L}_3]$ les matrices de transfert pour les structures qui contiennent les couches avec ($0 \leq Z \leq D_2$) et ($D_2 \leq Z \leq D_3$).

$$[\mathbf{FM}] \begin{bmatrix} \tilde{C}_1 \\ \tilde{C}_4 \\ \tilde{C}_2 \\ \tilde{C}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \tilde{J}_y \\ -\tilde{J}_x \end{bmatrix} \quad (\text{III.21.d})$$

$$[\mathbf{FM}]_{(4,4)} = [\mathbf{L}_{(4,2)} \quad \mathbf{L}_{3(4,2)}] \quad (\text{III.21.e})$$

Le déterminant de la matrice [FM] est donné :

$$\text{Det} = \det[\mathbf{FM}] \quad (\text{III.21.f})$$

En utilisant la méthode de Cramer pour la détermination des constantes, obtenues lors de l'évaluation des conditions aux limites au niveau de l'interface diélectrique-air est présentée par la forme matricielle suivante :

$$[\mathbf{C}_1] = \begin{bmatrix} \text{FM}(1,1) & \text{FM}(1,2) & \text{FM}(1,4) \\ \text{FM}(2,1) & \text{FM}(2,2) & \text{FM}(2,4) \\ \text{FM}(4,1) & \text{FM}(4,2) & \text{FM}(4,4) \end{bmatrix} \quad (\text{III.22.a})$$

$$[\mathbf{C}_2] = \begin{bmatrix} \text{FM}(1,1) & \text{FM}(1,2) & \text{FM}(1,4) \\ \text{FM}(2,1) & \text{FM}(2,2) & \text{FM}(2,4) \\ \text{FM}(3,1) & \text{FM}(3,2) & \text{FM}(3,4) \end{bmatrix} \quad (\text{III.22.b})$$

$$[\mathbf{C}_3] = \begin{bmatrix} \text{FM}(1,1) & \text{FM}(1,2) & \text{FM}(1,3) \\ \text{FM}(2,1) & \text{FM}(2,2) & \text{FM}(2,3) \\ \text{FM}(4,1) & \text{FM}(4,2) & \text{FM}(4,3) \end{bmatrix} \quad (\text{III.22.c})$$

$$[\mathbf{C}_4] = \begin{bmatrix} \text{FM}(1,1) & \text{FM}(1,2) & \text{FM}(1,3) \\ \text{FM}(2,1) & \text{FM}(2,2) & \text{FM}(2,3) \\ \text{FM}(3,1) & \text{FM}(3,2) & \text{FM}(4,3) \end{bmatrix} \quad (\text{III.22.d})$$

Avec :

$[\mathbf{C}_1]$ est obtenu par suppression de la 3^{ème} ligne et 3^{ème} colonne dans $[\mathbf{FM}]_{(4,4)}$

$[\mathbf{C}_2]$ est obtenu par suppression de la 4^{ème} ligne et 3^{ème} colonne dans $[\mathbf{FM}]_{(4,4)}$.

$[C_3]$ est obtenu par suppression de la 3^{ème} ligne et 4^{ème} colonne dans $[FM]_{(4,4)}$.

$[C_4]$ est obtenu par suppression de la 4^{ème} ligne et 4^{ème} colonne dans $[FM]_{(4,4)}$.

Cette formulation matricielle est impactée est à l'avantage d'être plus simple à l'intégrer dans notre programme Matlab élaboré.

A l'interface air-diélectrique on a une égalité les champs tangentiels, c'est-à-dire que $z=d^{(2)}$.

III.7.3. Evaluation de tenseur de Green :

Après la détermination des expressions des constantes C_1 , C_2 , C_3 et C_4 ce qui nous mène à l'évaluation des expressions des champs électriques et magnétiques. Et par conséquent l'obtention des éléments du tenseur de Green.

on peut donc évaluer ces champs dans le domaine spectral

$$\begin{aligned}\tilde{E}_x &= G_{11}(\alpha_n, \gamma) \tilde{j}_x + G_{12}(\alpha_n, \gamma) \tilde{j}_y \\ \tilde{E}_y &= G_{21}(\alpha_n, \gamma) \tilde{j}_x + G_{22}(\alpha_n, \gamma) \tilde{j}_y\end{aligned}\tag{III.23.a}$$

Avec :

$$G_{11}(\alpha_n, \gamma) = \left(\frac{L(1,1) \cdot \Delta[C_2] - L(1,2) \cdot \Delta[C_4]}{\Delta} \right)\tag{III.23.b}$$

$$G_{12}(\alpha_n, \gamma) = \left(\frac{L(1,1) \cdot \Delta[C_1] - L(1,2) \cdot \Delta[C_3]}{\Delta} \right)\tag{III.23.c}$$

$$G_{21}(\alpha_n, \gamma) = \left(\frac{L(2,1) \cdot \Delta[C_2] - L(2,2) \cdot \Delta[C_4]}{\Delta} \right)\tag{III.23.d}$$

$$G_{22}(\alpha_n, \gamma) = \left(\frac{L(2,1) \cdot \Delta[C_1] - L(2,2) \cdot \Delta[C_3]}{\Delta} \right)\tag{III.23.e}$$

III.7.4. Fonctions du courant pour ligne microstrip:

La résolution du système (III.23.a) par la méthode de Galerkin nécessite le développement des composantes transversale et longitudinale des courants \tilde{j}_x et \tilde{j}_y , en utilisant des fonctions de bases \tilde{j}_{x_n} et \tilde{j}_{y_n} telles que:

$$\begin{cases} \tilde{J}_x(x) = \sum_{p=1}^{\infty} a_p \tilde{J}_{x,p} \\ \tilde{J}_y(x) = \sum_{q=1}^{\infty} b_q \tilde{J}_{y,q} \end{cases} \quad (III.24)$$

Les fonctions de base $\tilde{j}_{x,p}$ et $\tilde{j}_{y,q}$ sont choisies telles que leurs transformées inverses de Fourier existent seulement sur le ruban a_p et b_q sont des coefficients inconnus. En substituant les expressions (III.24) dans (III.23.a) Sachant que le champ électrique est nul que dans le ruban alors que la densité du courant est nulle en dehors du ruban, donc les produits scalaires suivants sont nuls quelque soit x :

$$\begin{cases} \langle \tilde{E}_y, \tilde{J}_{y,q} \rangle = \frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} G_{11}(\alpha_n, \beta) \sum_{p=1}^{\infty} a_p \tilde{J}_{x,p} \tilde{J}_{y,q}^* d\alpha_n + \frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} G_{12}(\alpha_n, \beta) \sum_{q=1}^{\infty} b_q \tilde{J}_{y,q} \tilde{J}_{y,q}^* d\alpha_n = 0 \\ \langle \tilde{E}_x, \tilde{J}_{x,p} \rangle = \frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} G_{21}(\alpha_n, \beta) \sum_{p=1}^{\infty} a_p \tilde{J}_{x,p} \tilde{J}_{x,p}^* d\alpha_n + \frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} G_{22}(\alpha_n, \beta) \sum_{q=1}^{\infty} b_q \tilde{J}_{y,q} \tilde{J}_{x,p}^* d\alpha_n = 0 \end{cases} \quad (III.25)$$

III.7.5. Evaluation de la caractéristique de dispersion :

En appliquant la technique de GALERKIN dans le domaine de Fourier spectral discret, on peut écrire le système décrit par les équations précédentes sous la forme matricielle suivante :

$$[C(\beta)] = \begin{bmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_p \\ b_1 \\ \vdots \\ b_q \end{bmatrix} \quad (III.26.a)$$

Avec :

$$C_{q,p}^{1,1}(\beta) = \sum_n G_{11}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{x,p} \tilde{J}_{y,q}^* \quad (III.26.b)$$

$$C_{q,q}^{1,2}(\beta) = \sum_n G_{12}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{y,q} \tilde{J}_{y,q}^* \tag{III.26.c}$$

$$C_{p,p}^{2,1}(\beta) = \sum_n G_{21}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{x,p} \tilde{J}_{x,p}^* \tag{III.26.d}$$

$$C_{p,q}^{2,2}(\beta) = \sum_n G_{22}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{y,q} \tilde{J}_{x,p}^* \tag{III.26.e}$$

En faisant respecter les conditions aux limites imposées sur les données de terrain et les distributions actuelles à l'interface air-diélectrique, les équations intégrales sont converties en un système homogène d'équations linéaires. La résolution de l'équation non linéaire $\det(c(\beta)) = 0$, s'effectue à l'aide de la méthode des moments, avec l'application de la technique de GALERKIN dans le domaine spectral [22],[25]-[30]. Pour les médias complexe, constante de propagation avec perte $\gamma = \alpha + j\beta$ est prévu.

III.8. La ligne coplanaire suspendue :

La ligne de transmission coplanaire suspendue a été proposée par C. Wen [29] en 1969. Elle est constituée par 3 rubans métalliques déposés sur un substrat diélectrique (Figure III-28). Le conducteur central conduit le signal hyperfréquence et les Conducteurs latéraux constituent le plan de masse de la structure.

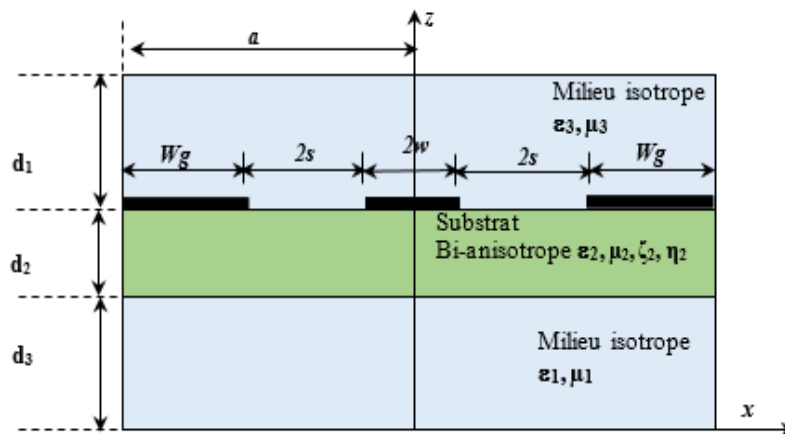


Fig III.3 : La coupe transversale d'une ligne coplanaire suspendue

III.8.1. Evaluation de tenseur Green pour la ligne coplanaire suspendue:

En utilisant la technique de matrice exponentielle généralisée dans le domaine spectral, pour la ligne coplanaire. et ont appliquées les équations (III-12 jusqu'à III-22)

L'analyse de la propagation de l'onde dans la ligne coplanaire suspendue a été réalisée par Itoh et Uwano [itoh]. Ces auteurs ont traité le problème en utilisant la méthode de moments procédure de Galerkin dans le domaine de la transformé de Fourier. Leurs travaux sont résumés en termes d'un ensemble d'équations couplées de la forme [40] - [42] :

$$\begin{bmatrix} G_{11}(\alpha_n, \gamma) & G_{12}(\alpha_n, \gamma) \\ G_{21}(\alpha_n, \gamma) & G_{22}(\alpha_n, \gamma) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{j}_x \\ \tilde{j}_y \end{bmatrix} \quad (III.27)$$

Si la matrice de Green est inversée, on obtient une nouvelle matrice et une deuxième série d'équations couplées :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} = [G]^{-1} \begin{bmatrix} \tilde{j}_x \\ \tilde{j}_y \end{bmatrix} \quad (III.28.a)$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} = \frac{1}{\Delta_G} \begin{bmatrix} G_{22}(\alpha_n, \gamma) & -G_{12}(\alpha_n, \gamma) \\ -G_{21}(\alpha_n, \gamma) & G_{11}(\alpha_n, \gamma) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{j}_x \\ \tilde{j}_y \end{bmatrix} \quad (III.28.b)$$

Avec

$$\Delta_G = G_{11}G_{22} - G_{12}G_{21} \quad (III.28.c)$$

Dans l'équations précédente J_y et J_x sont les densités des courants et (E_y) et (E_x) les composantes tangentielles du champ électrique à la surface du substrat, et la (G_{ij}) sont les éléments de la fonction de Green. Ses éléments peuvent être exprimés analytiquement. Les inconnues sont E_x , E_y et J_y et J_x .

la méthode de Galerkin (cas particulier de la méthode des moments) est appliquée pour déterminer les valeurs de E et I

Les densités actuelles J_y (a) et J_x (a) peuvent être développées dans une forme de série comme :

$$\begin{cases} \tilde{J}_y = \sum_{i=1}^N d_i \tilde{J}_{yi}(\alpha_n, \beta) \\ \tilde{J}_x = \sum_{j=1}^N c_j \tilde{J}_{xj}(\alpha_n, \beta) \end{cases} \quad \begin{cases} \tilde{J}_x(x) = \sum_{p=1}^{\infty} a_p \tilde{J}_{x,p} \\ \tilde{J}_y(x) = \sum_{q=1}^{\infty} b_q \tilde{J}_{y,q} \end{cases} \quad (III.29)$$

\tilde{J}_{y_i} et \tilde{J}_{x_j} sont des fonctions de base avec c_j et d_i des coefficients inconnue

En substituant les expressions (III.29) dans (III.28-b) Sachant que le champ électrique est nul que dans le ruban alors que la densité du courant est nulle en dehors du ruban, donc les produits scalaires suivants sont nuls quel que soit x :

$$\left\{ \begin{aligned} \langle \tilde{E}_y, \tilde{J}_{y,q} \rangle &= \frac{1}{\Delta_G} \left[-\frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} G_{12}(\alpha_n, \beta) \sum_{p=1}^{\infty} a_p \tilde{J}_{x,p} \tilde{J}_{y,q}^* d\alpha_n + \frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} G_{11}(\alpha_n, \beta) \sum_{q=1}^{\infty} b_q \tilde{J}_{y,q} \tilde{J}_{y,q}^* d\alpha_n \right] = 0 \\ \langle \tilde{E}_x, \tilde{J}_{x,p} \rangle &= \frac{1}{\Delta_G} \left[\frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} G_{22}(\alpha_n, \beta) \sum_{p=1}^{\infty} a_p \tilde{J}_{x,p} \tilde{J}_{x,p}^* d\alpha_n - \frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} G_{21}(\alpha_n, \beta) \sum_{q=1}^{\infty} b_q \tilde{J}_{y,q} \tilde{J}_{x,p}^* d\alpha_n \right] = 0 \end{aligned} \right. \quad (III.30)$$

En appliquant la technique de **GALERKIN** dans le domaine de Fourier spectral discret, on peut écrire le système décrit par les équations précédentes sous la forme suivante :

$$C_{q,p}^{1,1}(\beta) = \sum_n G_{22}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{x,p} \tilde{J}_{y,q}^* \quad (III.31-a)$$

$$C_{q,q}^{1,2}(\beta) = -\sum_n G_{12}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{y,q} \tilde{J}_{y,q}^* \quad (III.31-b)$$

$$C_{p,p}^{2,1}(\beta) = -\sum_n G_{12}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{x,p} \tilde{J}_{x,p}^* \quad (III.31-c)$$

$$C_{p,q}^{2,2}(\beta) = \sum_n G_{11}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{y,q} \tilde{J}_{x,p}^* \quad (III.31-d)$$

En faisant respecter les conditions aux limites imposées sur les données de terrain et les distributions actuelles à l'interface air-diélectrique, les équations intégrales sont converties en un système homogène d'équations linéaires. La résolution de l'équation non linéaire $\det(c(\beta)) = 0$, s'effectue à l'aide de la méthode des moments, avec l'application de la technique de GALERKIN dans le domaine spectral [22],[[25]-[30]. Pour les médias complexe, constante de propagation avec perte $\gamma = \alpha + j\beta$ est prévu.

III.9. Structure multicouche à substrats chiraux:

La figure (III.37) montre la coupe transversale d'une ligne microstrip suspendue blindé implanté sur des substrats bi-anisotropes (chiraux).

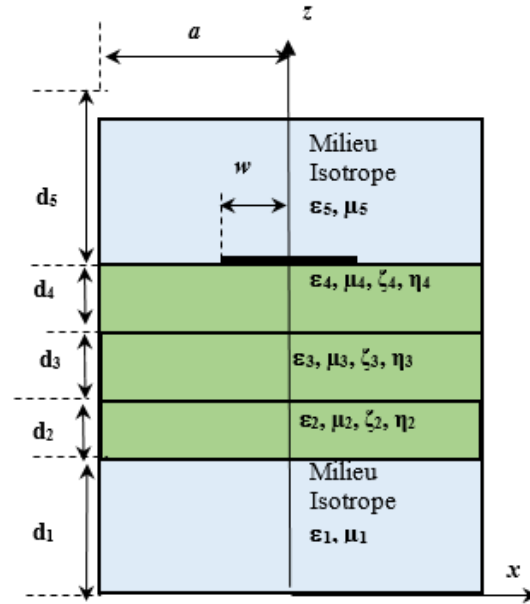


Figure.III.4. Ligne microstrip multicouche à substrats bi-anisotropes

Les caractéristiques constitutives des milieux chiraux peuvent être données sous forme de relations constitutives généralisées suivantes [25] - [26], [29]:

$$\begin{aligned} \vec{D}^{(i)} &= \epsilon_0 [\epsilon^{(i)}] \vec{E}^{(i)} + \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} [\xi^{(i)}] \vec{H}^{(i)} \\ \vec{B}^{(i)} &= \mu_0 [\mu^{(i)}] \vec{H}^{(i)} + \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} [\eta^{(i)}] \vec{E}^{(i)} \end{aligned} \tag{III.32}$$

Avec $i=1,2, 3, \dots, N$

Où $[\epsilon^{(i)}], [\mu^{(i)}], [\xi^{(i)}]$ et $[\eta^{(i)}]$ sont respectivement les tenseurs de permittivité relative et de perméabilité relative, les paramètres magnétoélectriques pour la $i^{\text{ème}}$ couche .

Et d’après la technique de la matrice exponentielle généralisée dans le domaine spectral, les composantes du champ transversal dans chaque couche du substrat bi-anisotrope (chiral) peuvent être représentées par l’équation différentielle (équation III-14)[43]-[44].

La solution générale de l’équation différentielle sera donc sous la forme suivante :

$$[\tilde{f}^{(i)}(\alpha, \beta; z)] = [T^{(i)}(z)]_{4 \times 4} [\tilde{f}^{(i)}(\alpha, \beta; 0)] \tag{III.33}$$

La matrice $[T^{(i)}(z)]$ doit relier les champs électromagnétiques tangentiels sur le plan z aux champs tangentiels sur le plan $z=0$ dans la $i^{\text{ème}}$ couche

Si on considère le cas d'une ligne microstrip multicouche avec blindage et à des substrats chiraux de forme différents on trouve que la matrice $[T^{(i)}(z)]$ est donné comme suit :

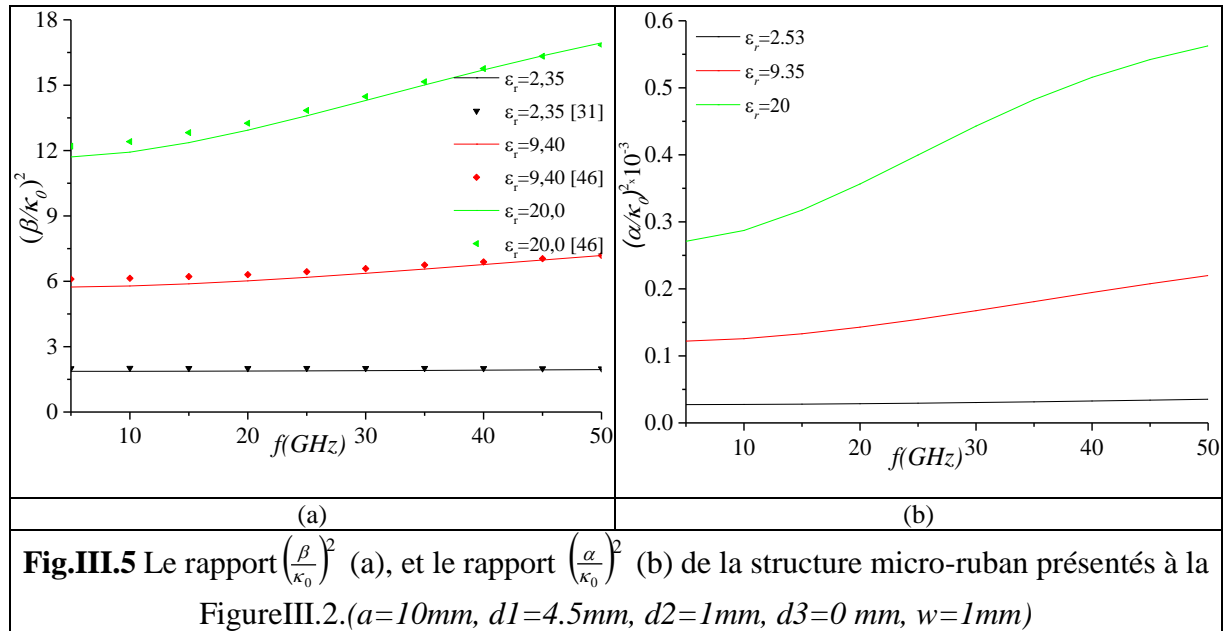
$$[\tilde{f}^{(5)}(\alpha, \beta; d_5)] = [T^{(432)}(z)]_{4 \times 4} [\tilde{f}^{(1)}(\alpha, \beta; d_1)] \quad (III.34.a)$$

$$[T^{(432)}(z)] = [T^{(4)}(d_4)] \times [T^{(3)}(d_3)] \times [T^{(2)}(d_2)] \quad (III.34.b)$$

Avec l'application des conditions aux limites, un ensemble d'équations matricielles peut être obtenu. Ainsi, on aboutit à une expression de la fonction d'impédance de Green (de l'équation (III.19) à l'équation (III.26)).

III.10. Résultat et Commentaires pour ligne micro-ruban

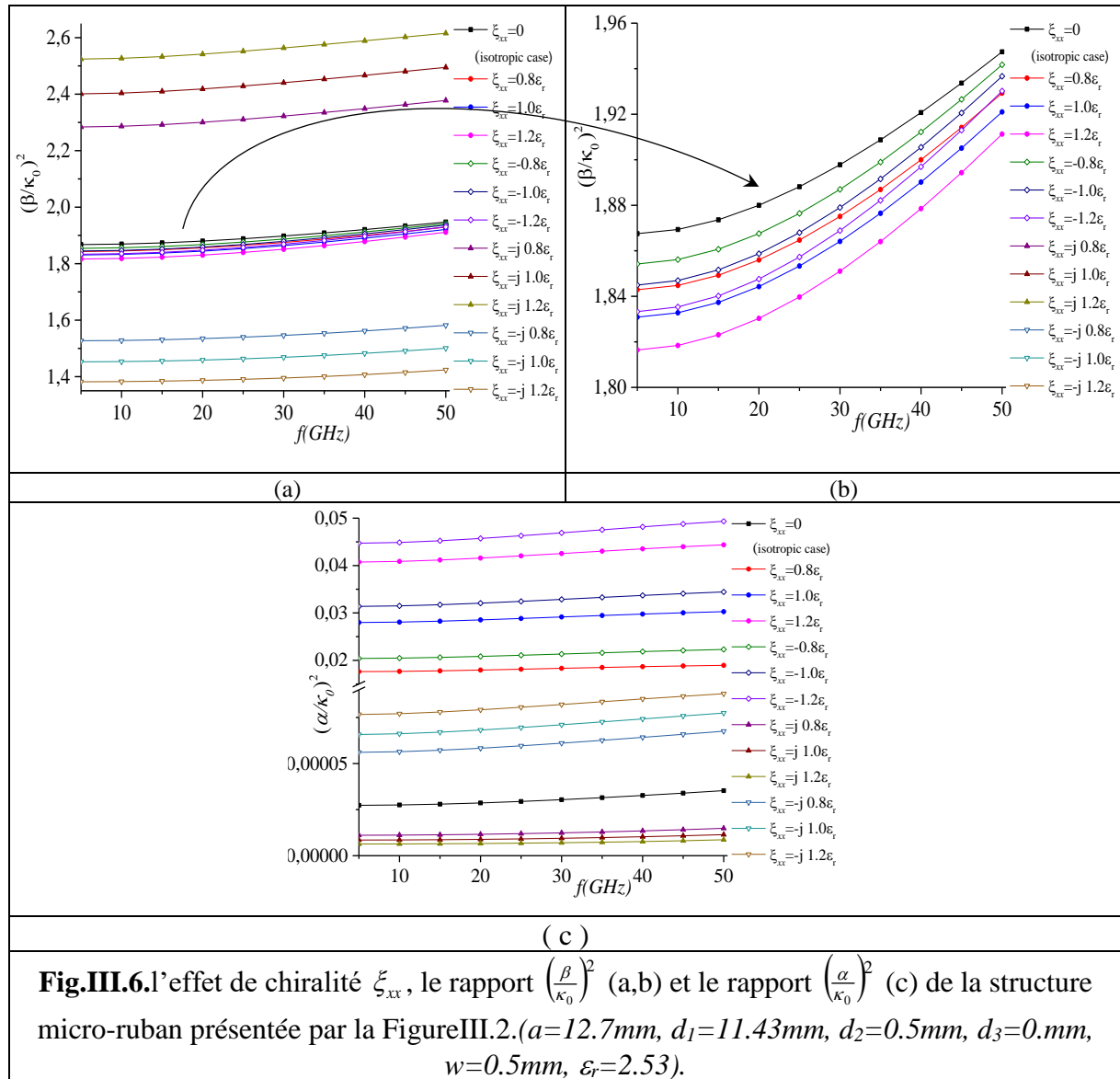
Un programme Matlab est écrit pour calculer la constante de propagation sous sa forme complexe d'une ligne microbande protégée, et implantée dans un diélectrique caractérisé par les paramètres ϵ et $tg\delta$, tel qu'il est illustré par la Figure (III.2). On a pu valider le bon fonctionnement du programme par des comparaisons de nos résultats avec ceux disponibles dans la littérature [31] [46].



La figures III.5, montre une bonne concordance de nos résultats, avec la considération du paramètre « angle de perte » qui est le coefficient imaginaire d'une permittivité relative complexe. Le résultat de ce cas de chiralité n'a jamais été traité au paravent.

Les résultats de la constante de propagation dépendent de la fréquence, sont en bon accord par rapport à ceux rapportés dans la littérature [17], [31] - [46] (la Figure III.5). Un changement faible qui n'excède pas 3 % est observé, ce qui est en raison de la considération des pertes diélectriques.

Dans cette étude, nous tenons en compte les pertes combinées avec le milieu chiral avec une anisotropie biaxiale, un cas qui n'a jamais été traité dans la littérature. Les résultats originaux sont obtenus et discutés pour le cas d'une structure monocouche.



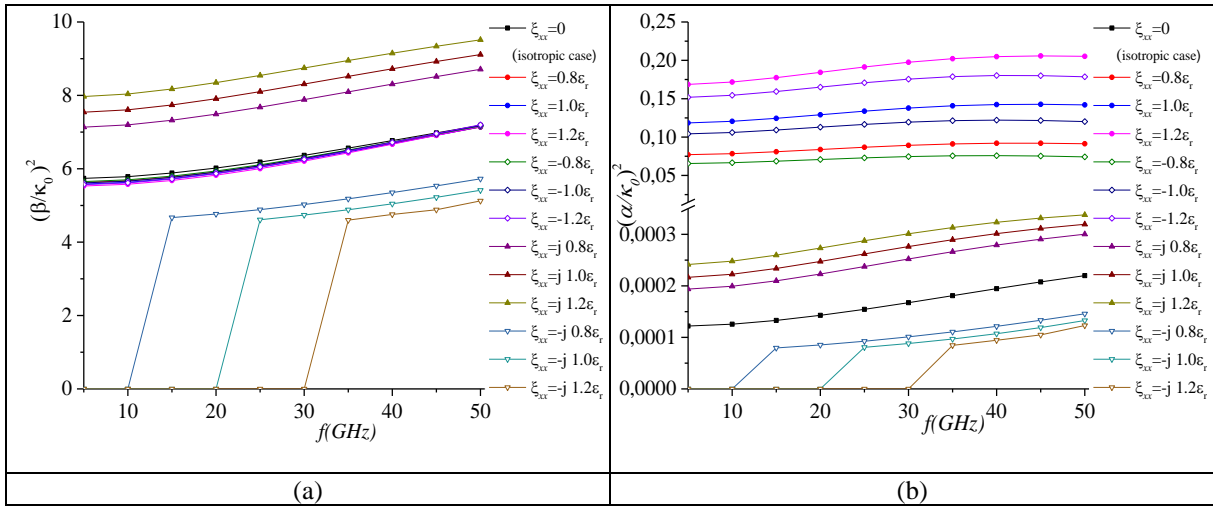


Fig.III.7.L'effet de chiralité ξ_{xx} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-ruban présentée par la Figure III.2.. ($a=12.7mm$, $d1=11.43 mm$, $d2=0.5mm$, $d3=0.mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=9.4$)

Les figures suivantes présentent l'effet de la chiralité de paramètres ξ et η d'une ligne microruban monocouche (structure $d3 = 0mm$ de la Fig.III. 2). Nous examinons en premier lieu l'effet de la chiralité axiale, élément par élément.

Les valeurs des éléments magnétoélectriques, s'ils sont réels ou imaginaires, positifs ou négatifs, influent immédiatement sur la constante effective ainsi que les pertes. Selon la figure. (III.6(a)), la notion de non-réciprocité est remarquable en cas de changement de signe de l'élément magnétoélectrique purement imaginaires, ξ_{xx} avec une augmentation $(\beta/\kappa_0)^2$ lorsqu'une valeur positive imaginaire ξ_{xx} augmente et une diminution d'une valeur négative de l'imaginaire quand ξ_{xx} diminue.

En ce qui concerne $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ paramètre, qui est clairement illustré par (Figure. III.6 (c)).

L'augmentation des valeurs réelles de ξ_{xx} cause une diminution faible dans $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ et une augmentation significative dans le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (Figures.III.6 (a) et (b)). Les valeurs positives réelles de ξ_{xx} ont plus l'effet que les négatifs.

Ces effets sur $(\alpha/\kappa_0)^2$ et $(\beta/\kappa_0)^2$ sont inversés en ce qui concerne le signe du paramètre ξ_{xx} .

Les figures III.6,7 et Annexe A présentent l'effet de chiralité pour $\epsilon_r=2.53,9.4$ et 20 , respectivement.

Nous observons que l'augmentation de ϵ_r induit une augmentation de l'effet de chiralité (ξ_{xx} maintenue constante) sur les deux paramètres $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$.

Particulièrement pour un élément magnétoélectrique imaginaire et négatif, nous observons une apparence retardée du mode fondamental de plus en plus avec l'augmentation de ϵ_r (5GHz pour $\epsilon_r=2.53$, 15 GHz pour $\epsilon_r=9.4$ et 20GHz pour $\epsilon_r=20$).

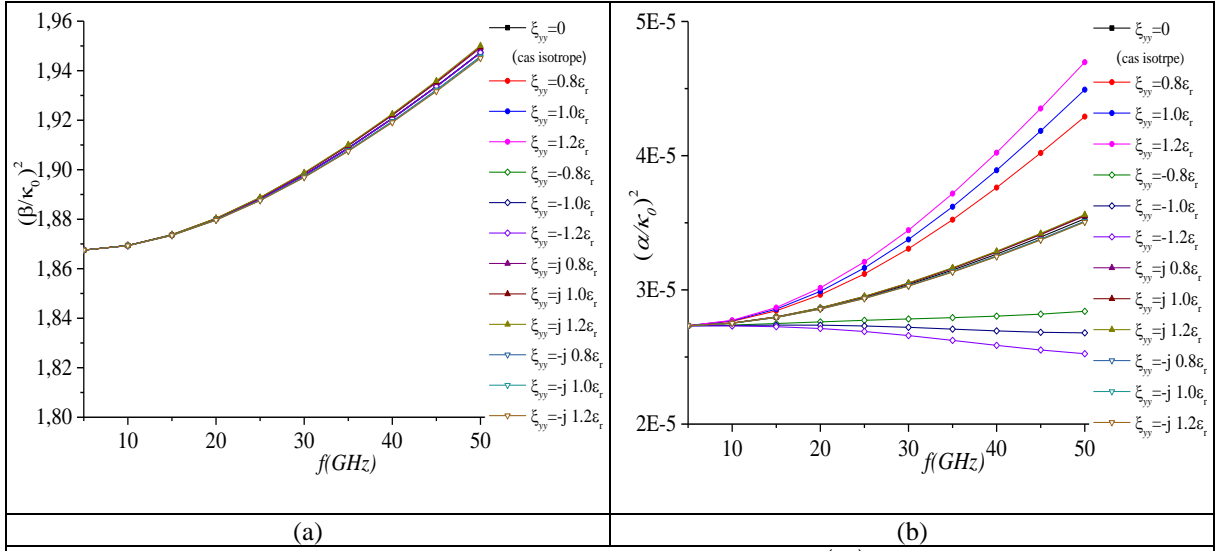


Fig.III.8. L'effet de chiralité ξ_{yy} le rapport $(\frac{\beta}{\kappa_0})^2$ (a) et le rapport $(\frac{\alpha}{\kappa_0})^2$ (b) de la structure micro-ruban présentés à la FigureIII.2. ($a=12.7mm$, $d_1=11.43 mm$, $d_2=0.5mm$, $d_3=0.mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=2.53$).

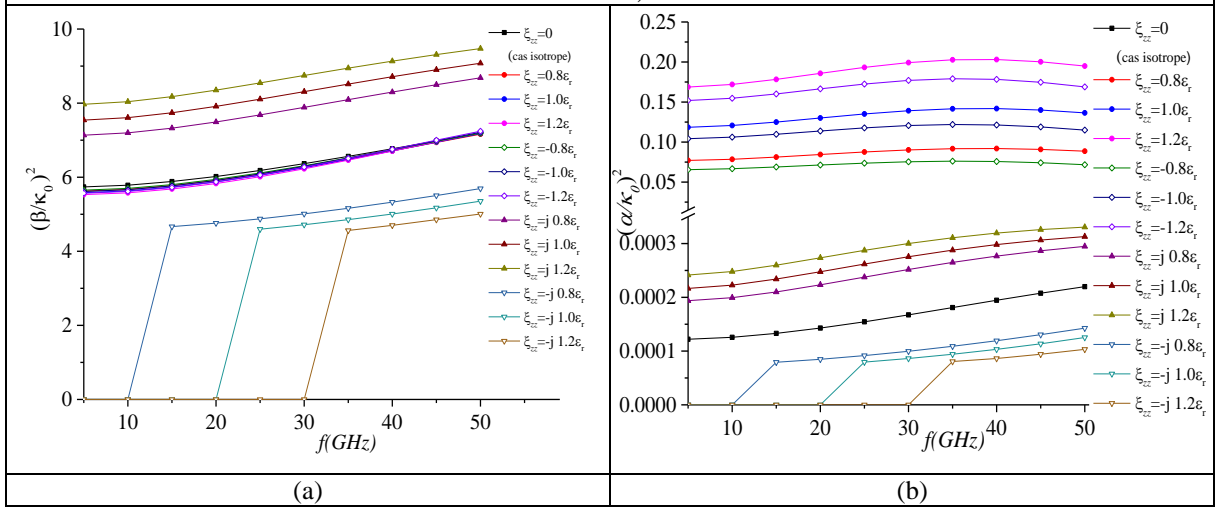


Fig.III.9. L'effet de chiralité ξ_{zz} , le rapport $(\frac{\beta}{\kappa_0})^2$ (a) et le rapport $(\frac{\alpha}{\kappa_0})^2$ (b) de la structure micro-ruban présentés à la FigureIII.2. ($a=12.7mm$, $d_1=11.43 mm$, $d_2=0.5mm$, $d_3=0.mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=9.4$).

La permittivité effective commence environ de la référence (cas isotrope $\pm \cong [0.5 * (\epsilon_r + 1) + \Delta f(\epsilon_r, \xi_{xx})]$) dans tous les cas traités.

Quand l'élément magnétoélectrique ξ_{yy} (figure III.8 et annexe A), son effet les paramètres $(\frac{\beta}{\kappa_0})^2$ et $(\frac{\alpha}{\kappa_0})^2$ est insignifiant en raison du choix de l'orientation géométrique de la structure traitée (figure III.1).

Figures (figure III.9 et annexe A) présentent l'effet combiné de ξ_{zz} avec $\epsilon_r = 2.53, 9.4$ et 20 , respectivement qui marque par des effets presque identiques quant à ξ_{xx} .

Les élément magnétoélectrique η_{xx} , η_{yy} et η_{zz} , ont les mêmes effets que les paramètres $(-\xi_{xx}, -\xi_{yy}$ et $-\xi_{zz})$ figures III.10, 11, 12 et Annexe A.

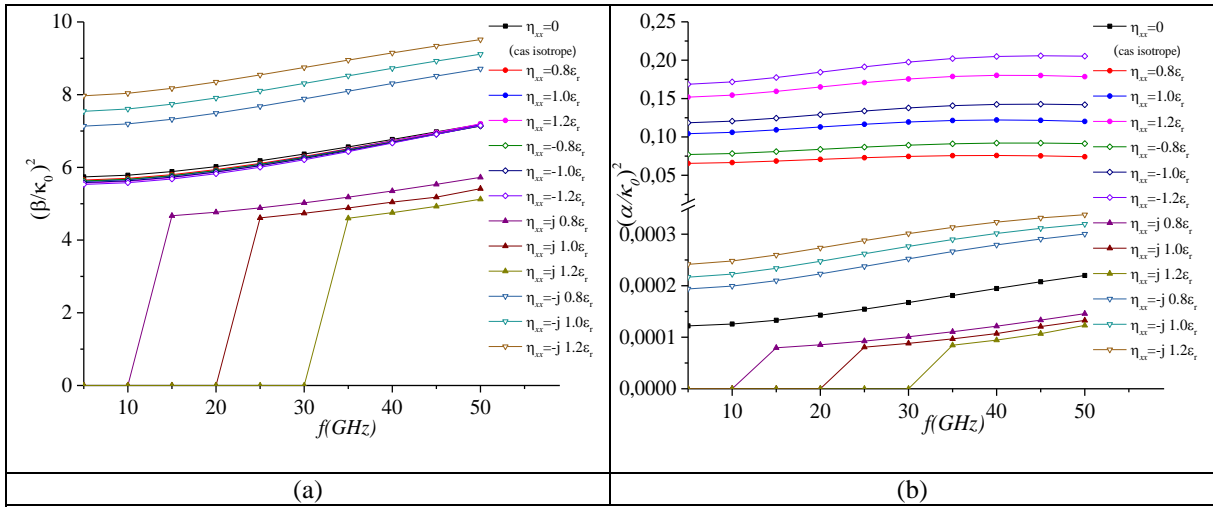


Fig.III.10. L'effet de chiralité η_{xx} le rapport $(\frac{\beta}{\kappa_0})^2$ (a) et le rapport $(\frac{\alpha}{\kappa_0})^2$ (b) de la structure micro-ruban ($a=12.7mm$, $d_1=11.43mm$, $d_2=0.5mm$, $d_3=0mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r = 9.4$).

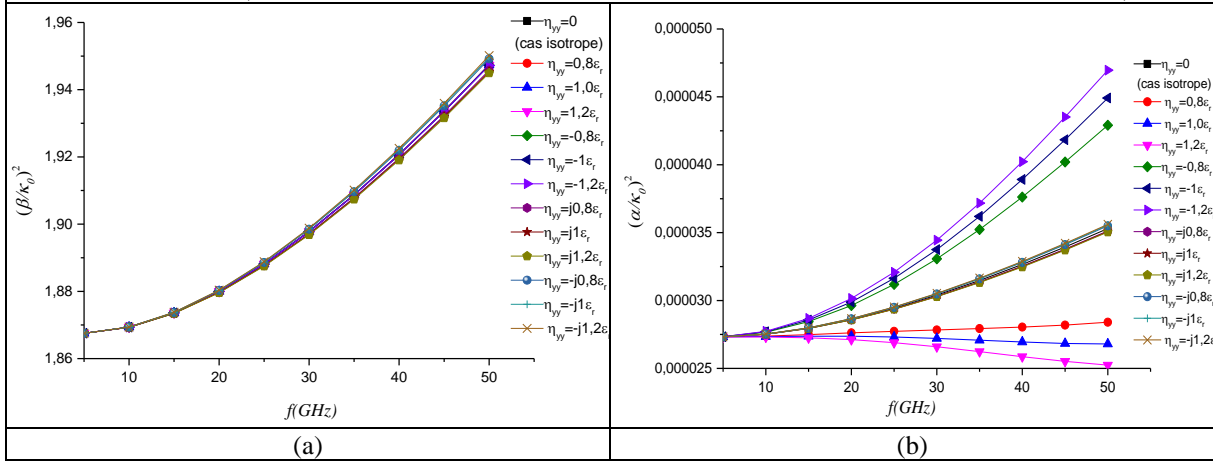


Fig.III.11. L'effet de chiralité η_{yy} , le rapport $(\frac{\beta}{\kappa_0})^2$ (a) et le rapport $(\frac{\alpha}{\kappa_0})^2$ (b) de la structure micro-ruban présentés à la Figure III.2. ($a=12.7mm$, $d_1=11.43mm$, $d_2=0.5mm$, $d_3=0mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r = 2.53$).

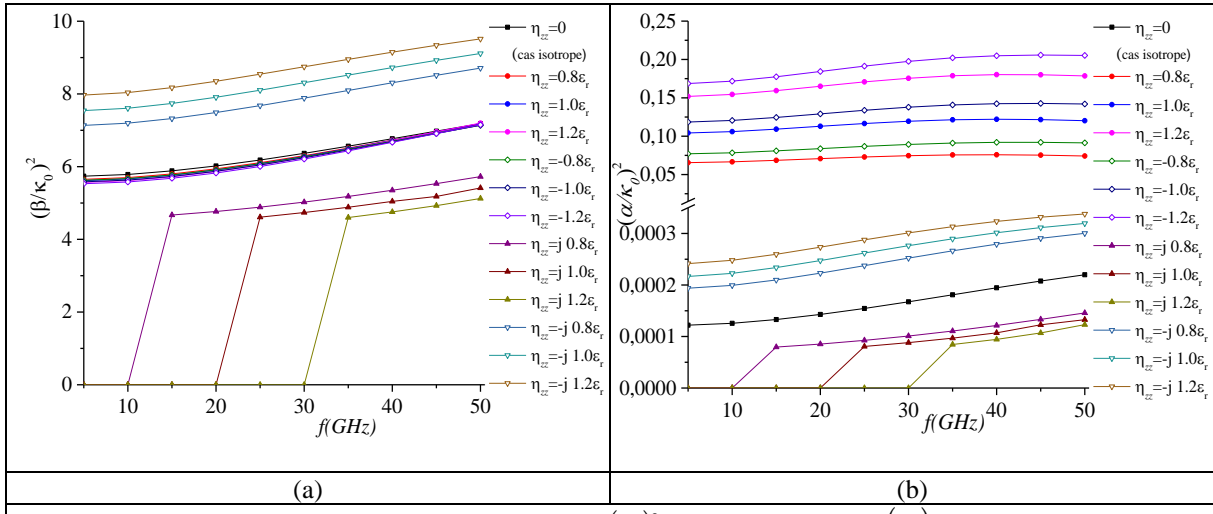


Fig.III.12.L'effet de chiralité η_{zz} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-ruban ($a=12.7mm$, $d_1=11.43mm$, $d_2=0.5mm$, $d_3=0mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=9.4$).

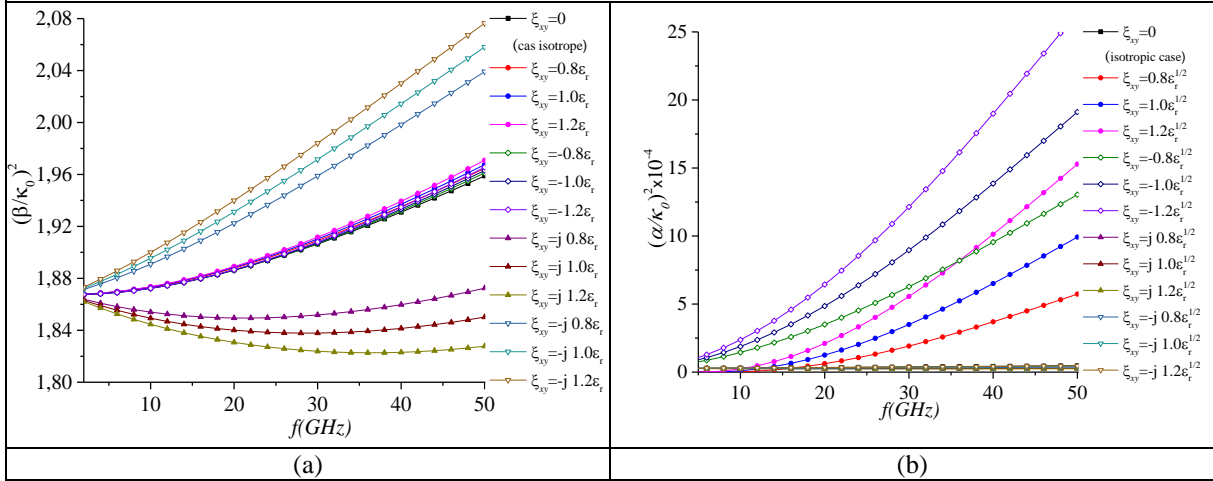


Fig.III.13.L'effet de chiralité ζ_{xy} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-ruban ($a=12.7mm$, $d_1=11.43mm$, $d_2=0.5mm$, $d_3=0mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=2.53$).

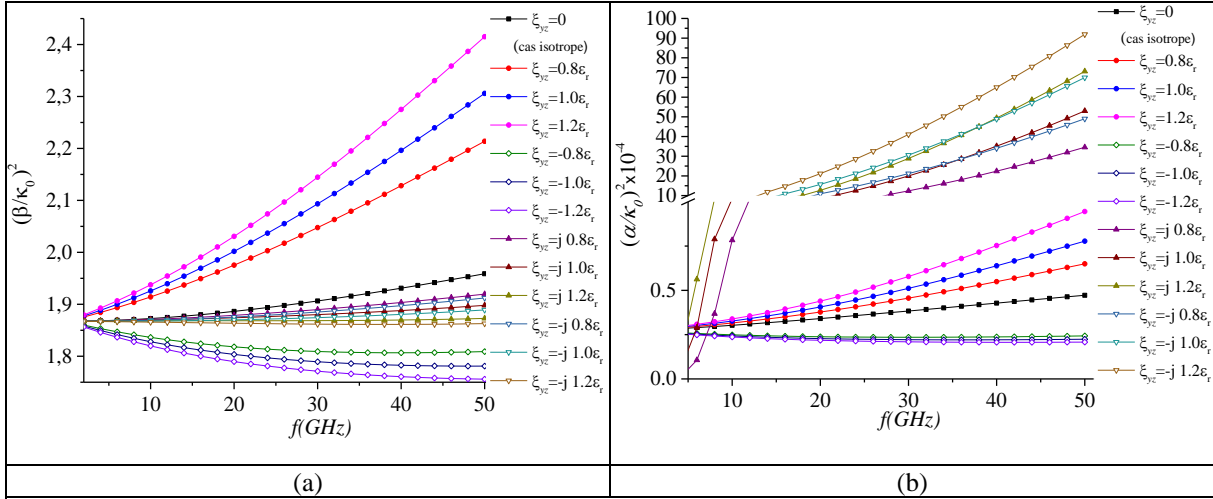


Fig.III.14.L'effet de chiralité ζ_{yz} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microruban ($a=12.7mm, d_1=11.43 mm, d_2=0.5mm, d_3=0.mm, w=0.5mm, \epsilon_r =2.53$).

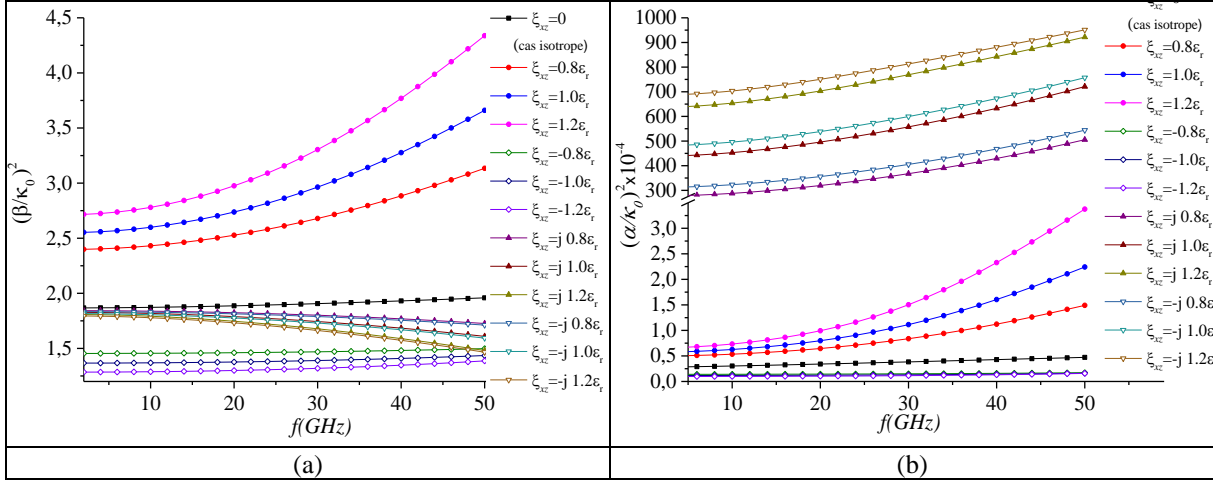


Fig.III.15.L'effet de chiralité ζ_{xz} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-ruban ($a=12.7mm, d_1=11.43 mm, d_2=0.5mm, d_3=0.mm, w=0.5mm, \epsilon_r =2.53$).

Selon les résultats obtenue dans (Fig. III.13 Jusqu'à Fig. III.15) pour différentes valeurs et signe des paramètres de chiralité :

On constate que la notion de non réciprocity est remarquable lorsque vous changez le signe de l'élément magnétoélectrique. Comme illustré par la ligne micro-ruban.

- Chacun des paramètres de chiralité gyrotropique affecte la constante de phase β d'une manière différente

- Des valeurs imaginaires positive ou négative de chiralité selon les trois axes influent sur la constante de phase, tandis que les valeurs réelles positive ou négative de paramètres de chiralité influent sur la constante d'atténuation.
- Lorsque l'influence est importante sur β , on remarque une faible variation sur α , et inversement, lorsque α est très important que β est pratiquement inchangée.
- L'effet de ξ_{xy} , ξ_{yz} et ξ_{xz} doit augmenter α à de hautes valeurs, environ 25, 100 et 1000 fois comparées au cas isotrope.

III.11. Résultats et commentaires pour les lignes microstrip suspendue et coplanaire suspendue :

La deuxième étape de ce chapitre concerne une simulation comparative de l'effet de la chiralité sous sa forme tensorielle sur une ligne microstrip suspendue à une autre coplanaire suspendue, les deux structures à comparées sont considérées à trois couches.

Nous essayerons aussi de valider notre programme multicouche, dans le cas d'une structure à cinq couches chiraux.

Les figures III.16 et III.17, montrent aussi une bonne concordance de nos résultats, des deux structures examinées (microstrip et coplanaire) à trois couches, et continuellement avec la considération du paramètre « angle de perte » qui est le coefficient imaginaire d'une permittivité relative complexe. De nouveaux résultats sont obtenus, comparés et commentés.

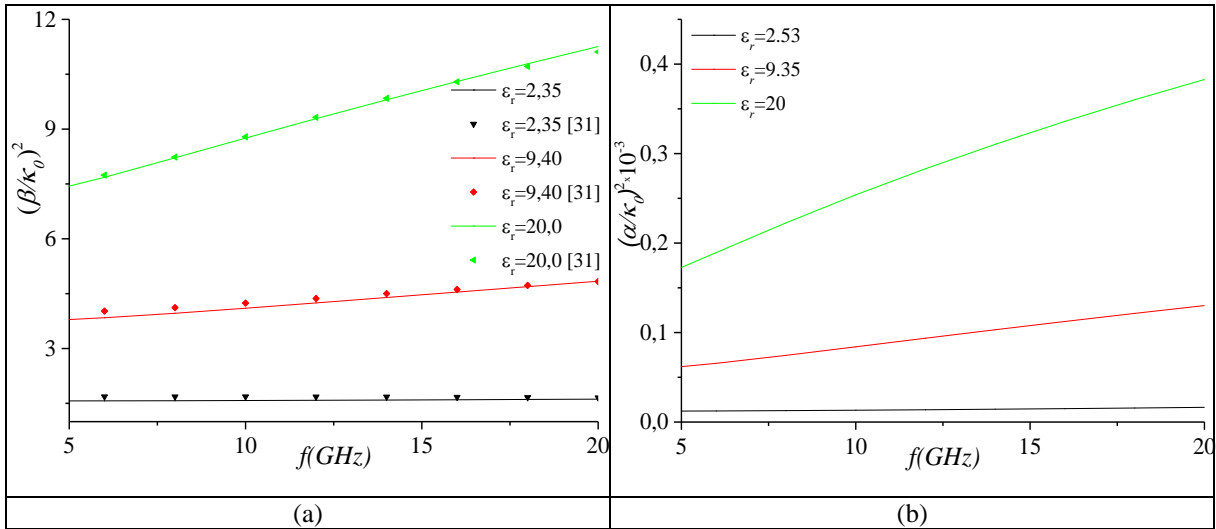


Fig.III.16 Le rapport $(\frac{\beta}{\kappa_0})^2$ (a), et le rapport $(\frac{\alpha}{\kappa_0})^2$ (b) de la structure micro-ruban présentés à la FigureIII.2.($a=10mm, d1=4.5mm, d2=1mm, d3=4.5mm, w=1mm$)

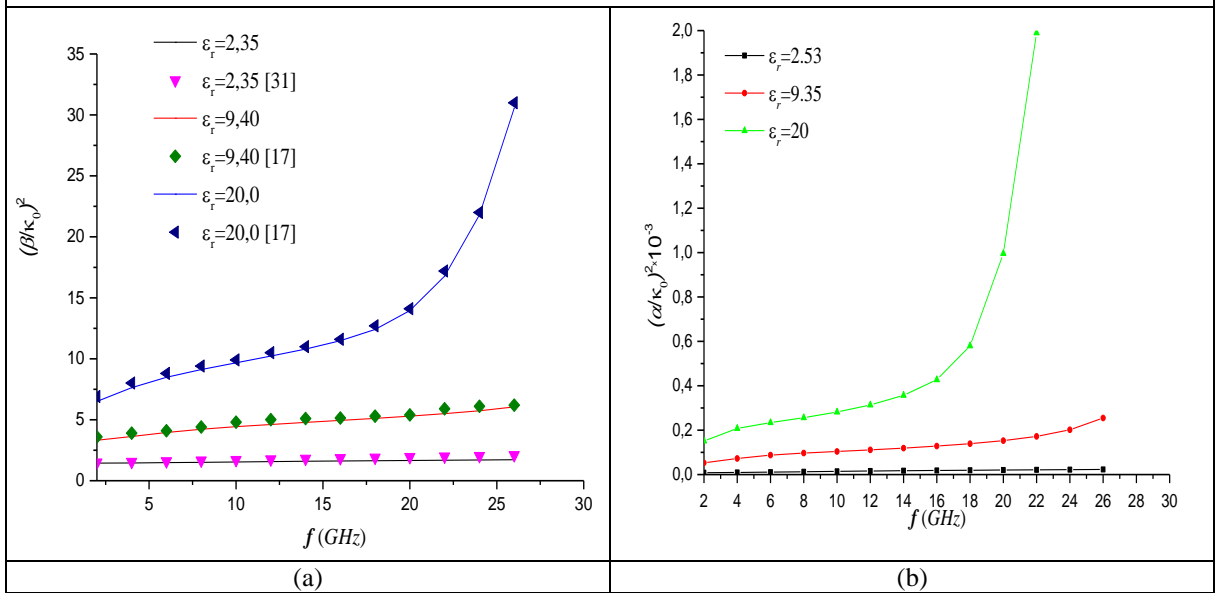


Fig.III.17. le rapport $(\frac{\beta}{\kappa_0})^2$ (a), et le rapport $(\frac{\alpha}{\kappa_0})^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue.
($a=20mm, d1=4.5mm, d2=1mm, d3=4.5mm, w=2mm, s=2mm$)

L'effet du paramètre de chiralité ξ_{xx} sur le rapport $(\frac{\beta}{\kappa_0})^2$, et $(\frac{\alpha}{\kappa_0})^2$ des deux structures est présenté par la figure III.18-19. Dans ce cas, on peut minimiser et commander l'effet dispersif des telles structures. Ceci est bien exploitable pour ξ_{xx} proche à 1j.

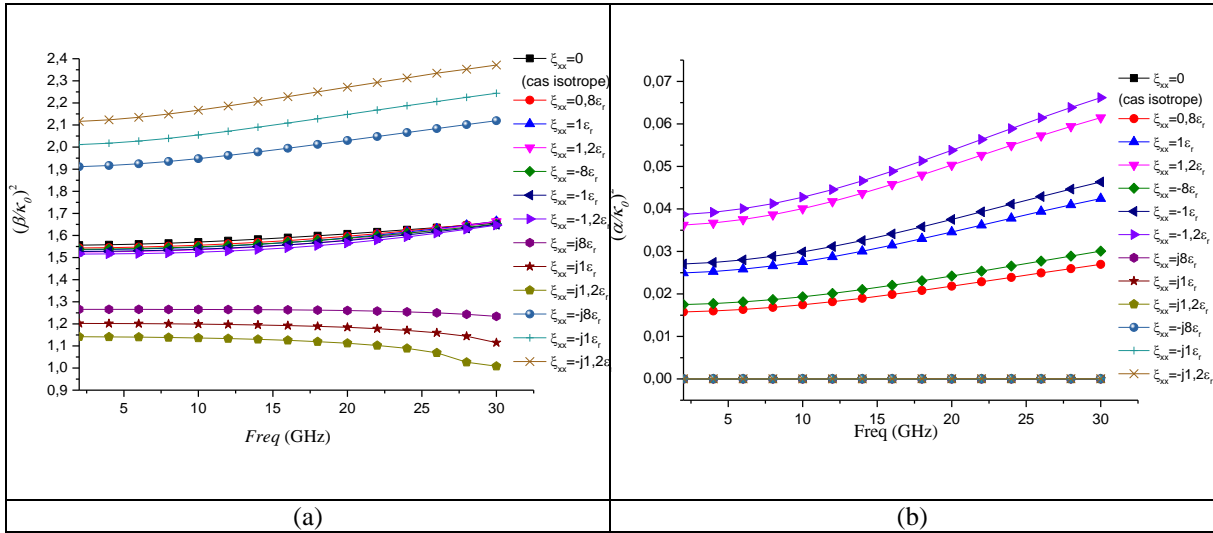


Fig.III.18. L'effet de chiralité ζ_{xx} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-strip suspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=2.53$).

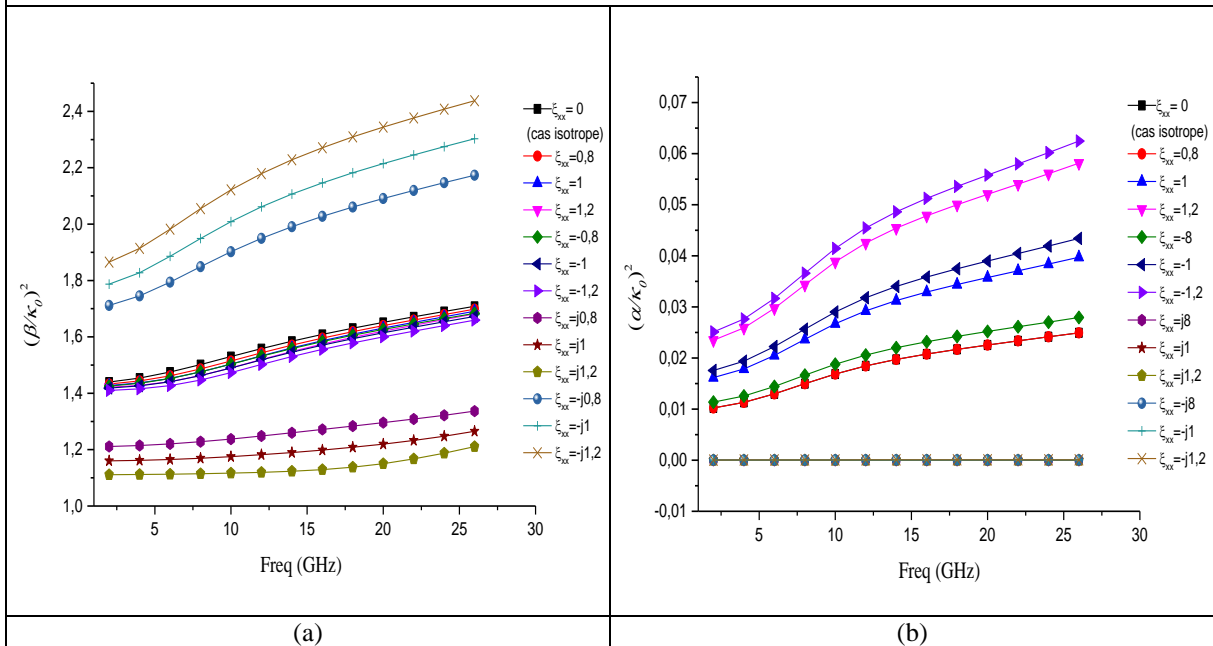


Fig.III.19. l'effet de chiralité ξ_{xx} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=2.53$)

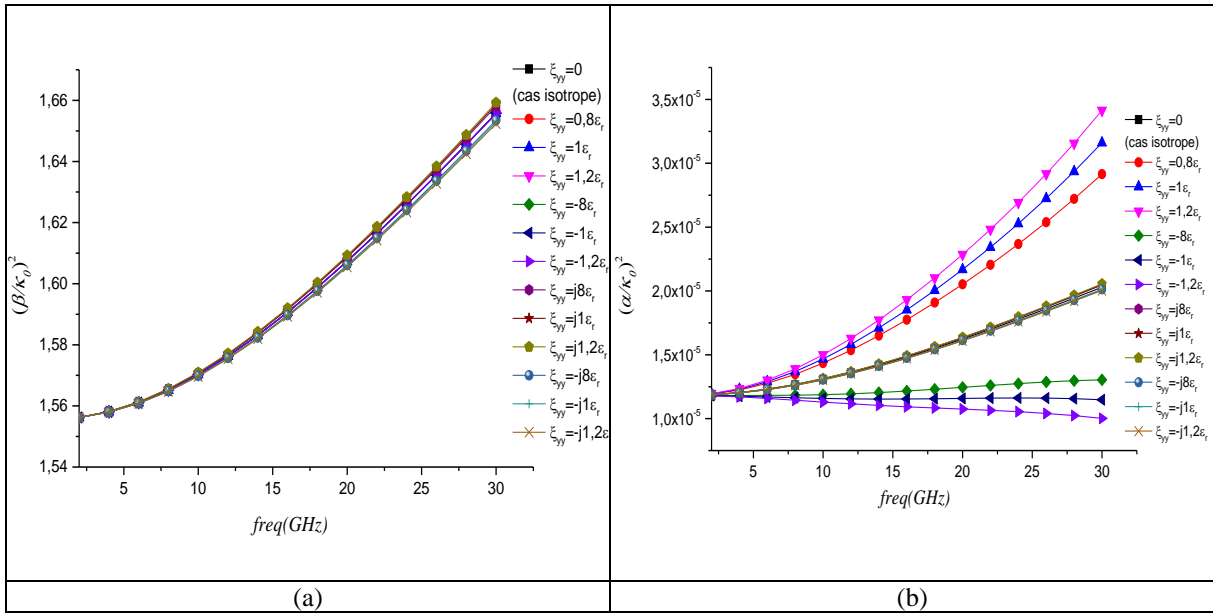


Fig.III.20. L'effet de chiralité ξ_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=2.53$).

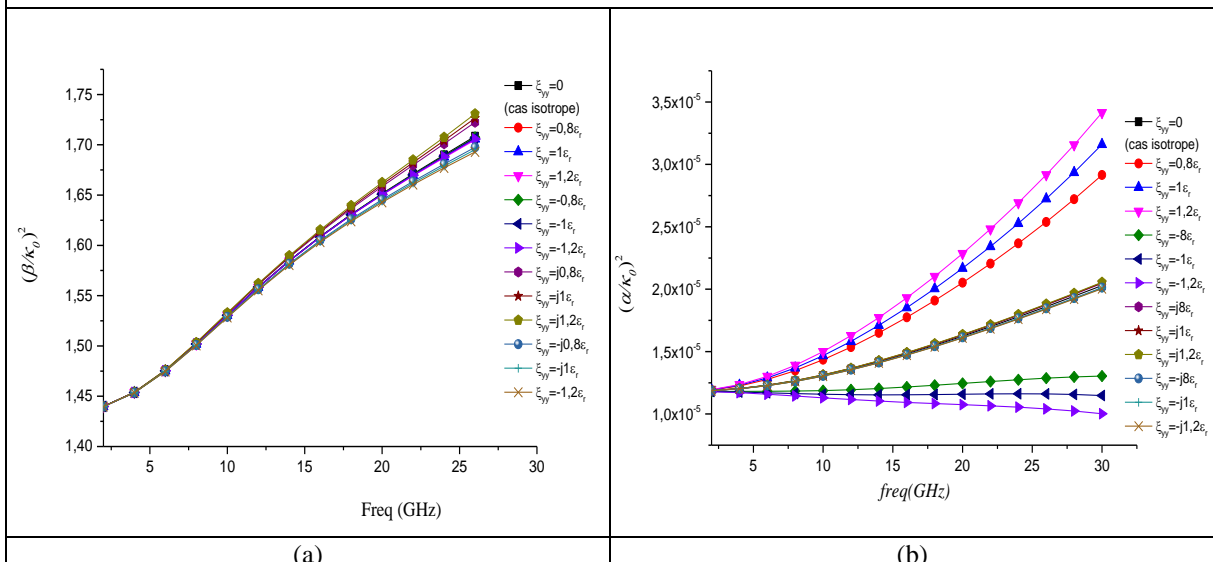


Fig.III.21. l'effet de chiralité ξ_{yy} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=2.53$)

Les figures III.20-21 montrent l'effet du paramètre de chiralité ξ_{yy} sur le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$, et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ des deux structures étudiées. On remarque un effet négligeable du paramètre ξ_{yy} au niveau de la partie réelle de la constante de propagation tandis que sur sa partie imaginaire l'effet de ce paramètre devient très important.

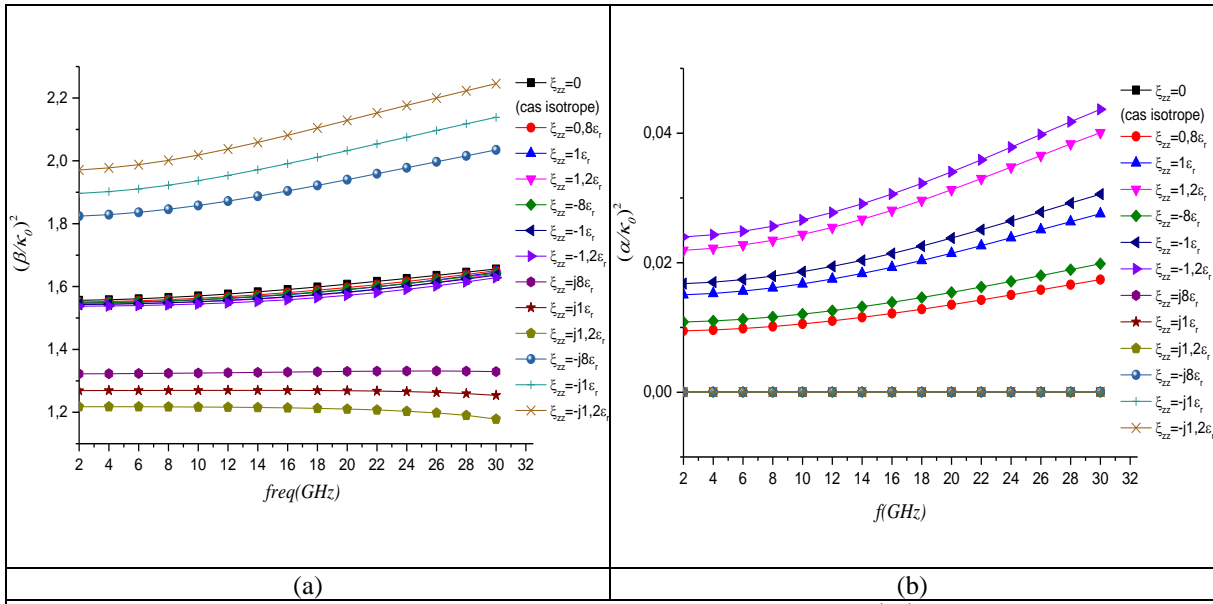


Fig.III.22. L'effet de chiralité ζ_{zz} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=2.53$).

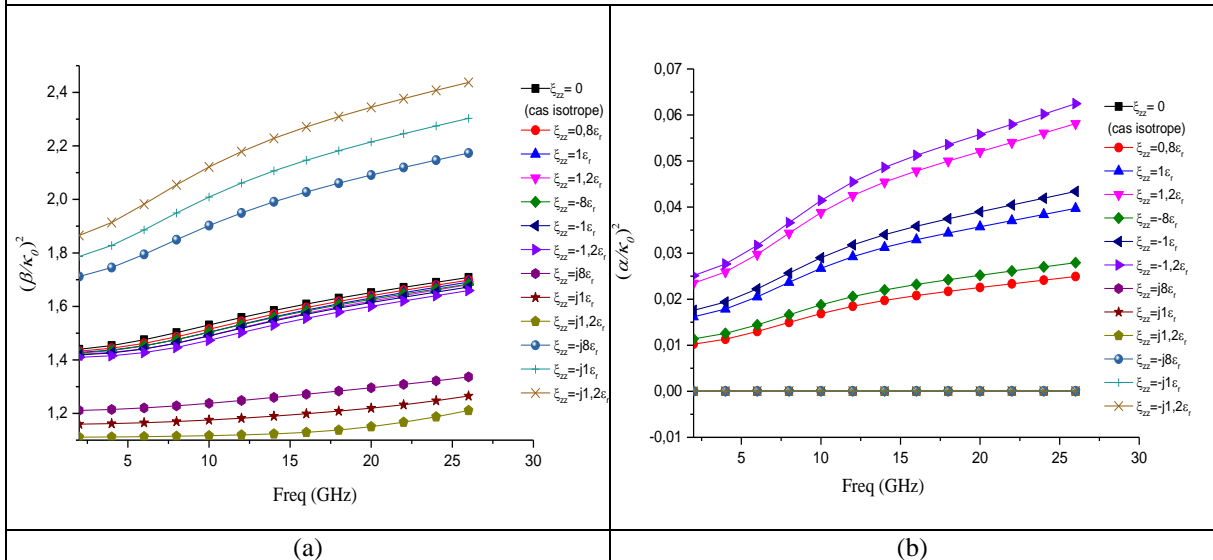


Fig.III.23. l'effet de chiralité ξ_{zz} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=2.53$)

D'après les figures III.18-23 montrent l'effet des trois paramètres de chiralité ξ_{xx} , ξ_{yy} et ξ_{zz} sur le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$, et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$. On remarque que l'effet du paramètre ξ_{zz} est proche à celui du ξ_{xx} alors qu'il diffère complètement de celui du paramètre ξ_{yy} , ceci peut être justifié par la forme

de la structure et la répartition des champs électriques. La deuxième remarque constatée est que l'effet de la chiralité sur la constante de propagation des deux structures est presque le même.

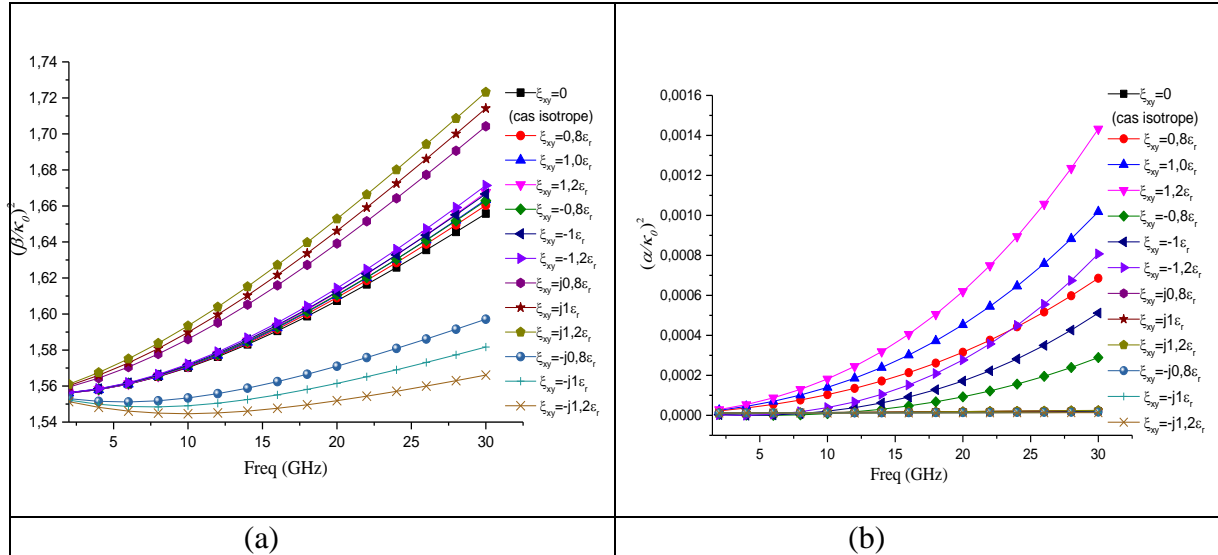


Fig.III.24.L'effet de paramètre de gyrotropie ζ_{xy} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=2.53$).

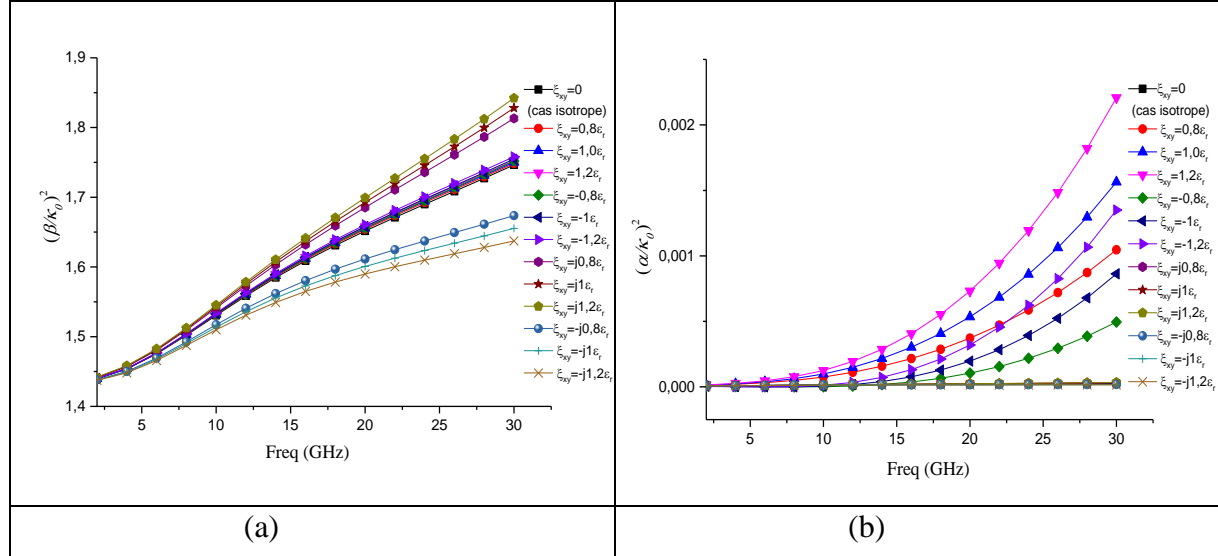


Fig.III.25.L'effet de paramètre de gyrotropie ζ_{xy} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=2.53$).

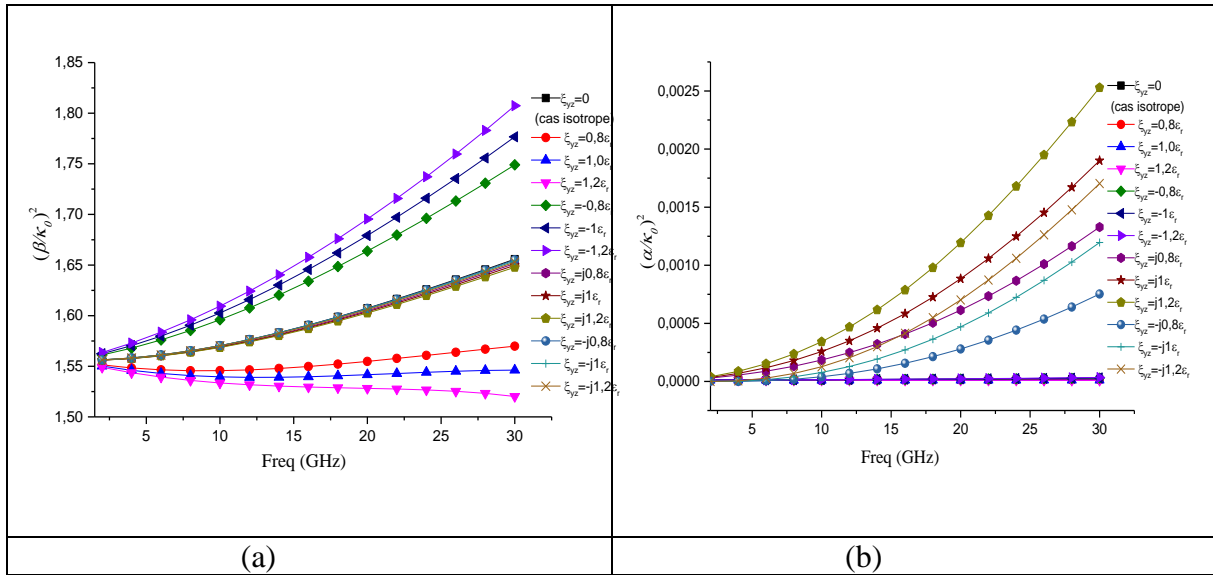


Fig.III.26. L'effet de paramètre de gyrotropie ζ_{yz} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=2.53$).

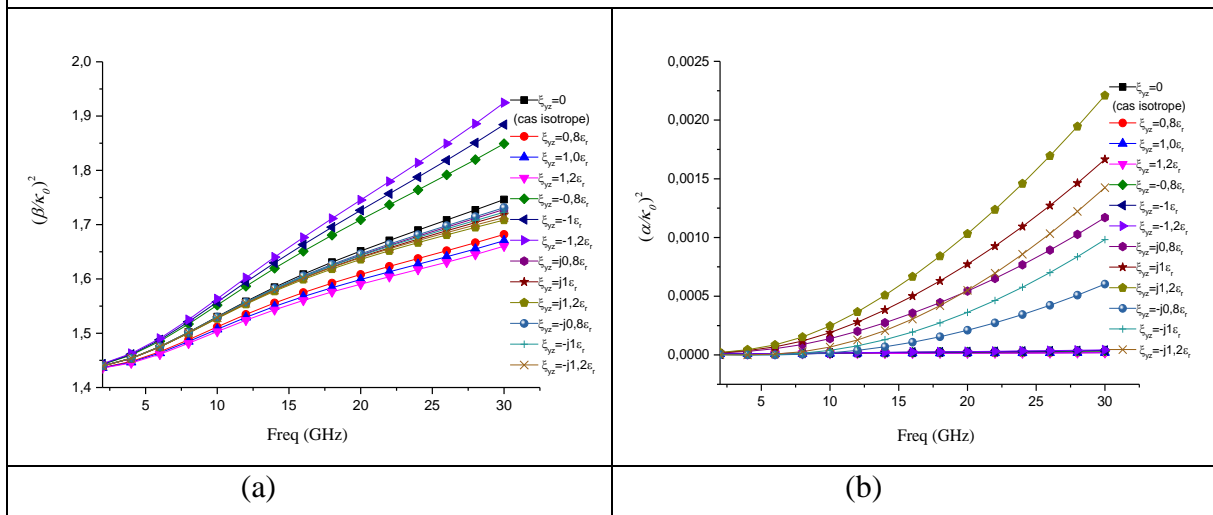


Fig.III.27. L'effet de paramètre de gyrotropie ζ_{yz} le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=2.53$)

l'autre, les paramètres ζ_{xy} et ζ_{yz} alterne leur effet, c.à.d. l'effet quand ζ_{xy} est réel proche à celui quand ζ_{yz} est imaginaire. Quant à l'effet du paramètre ζ_{zx} est bien remarquable et ne ressemble ni en forme ni en valeur aux autres paramètres (ζ_{xy} et ζ_{yz}).

Les deux paramètres ζ_{xy} et ζ_{yz} ont un effet améliorant la structure microstrip suspendue, où pour $\zeta_{xy} = j1.2\epsilon_r$ le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ varie de 5GHz-30GHz de 1,5513 à 1,56612 et pour $\zeta_{yz} = 0.8\epsilon_r$ le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ a varié de 1,5513 à 1,5698.

III.12. Résultats et commentaires pour ligne microstrip multicouches :

Afin qu'on puisse vérifier le programme multicouche élaboré sous Matlab, deux structures à 5 couches ont été traitées. Ces couches sont considérées comme milieux chiraux, dotés d'une anisotropie axiale et gyrotrope. Les paramètres magnétoélectriques ont été tirés de la littérature [25],[29],[43].

La difficulté de la solution, qui est de forme complexe ($\alpha + j\beta$), réside dans la nature complexe du milieu en termes de nombre de couches et paramètres constitutifs associés. Cette complexité a été soigneusement traitée par l'utilisation de la technique de la matrice exponentielle généralisée et la technique de Muller, qui n'a jamais été utilisé auparavant avec cette technique.

Les résultats commentés et comparés ont permis la validité de notre programme.

a) Premier cas:

La première et la troisième couche ont une anisotropie non diagonale de différents tenseurs, tandis que la deuxième couche est dotée d'une anisotropie bi-axiale. Les paramètres constitutifs des trois couches chiraux sont données comme suite [25] :

$$[\epsilon^{(i)}] = 2.53\bar{I}, [\mu^{(i)}] = \bar{I}, [\zeta^{(i)}] = -[\eta^{(i)}] \text{ avec } i=1.2.3$$

$$[\zeta^{(1)}] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.3 \\ 0 & -0.3 & 0 \end{bmatrix}, [\zeta^{(3)}] = \begin{bmatrix} 0 & 0.5 & 0 \\ -0.5 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\text{a) } [\zeta^{(2)}] = - \begin{bmatrix} j0.5 & 0 & 0 \\ 0 & j0.3 & 0 \\ 0 & 0 & j0.4 \end{bmatrix},$$

$$b) [\zeta^{(2)}] = - \begin{bmatrix} j1.0 & 0 & 0 \\ 0 & j0.7 & 0 \\ 0 & 0 & j0.8 \end{bmatrix},$$

$$c) [\zeta^{(2)}] = - \begin{bmatrix} j0.8 & 0 & 0 \\ 0 & j0.5 & 0 \\ 0 & 0 & j0.6 \end{bmatrix}$$

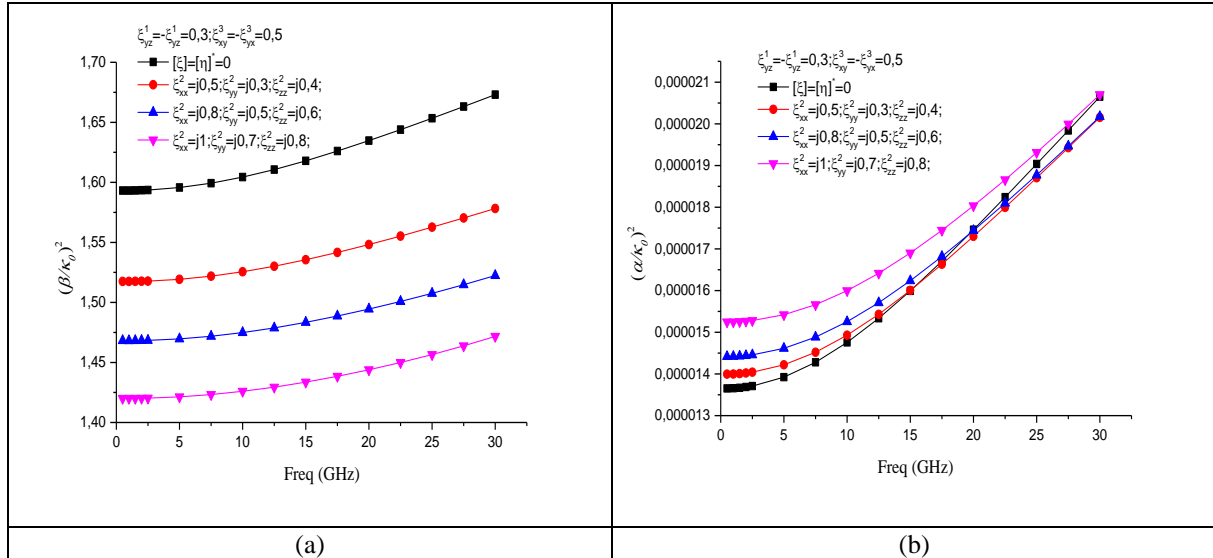


Fig.III.30. L'effet de chiralité, le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure multicouche $(a=12.7mm, d_1=4.5mm, d_2=0.4mm, d_3=0.3mm, d_4=0.3mm, d_5=4.5mm, w=0.5mm, \epsilon_r=2.53)$.

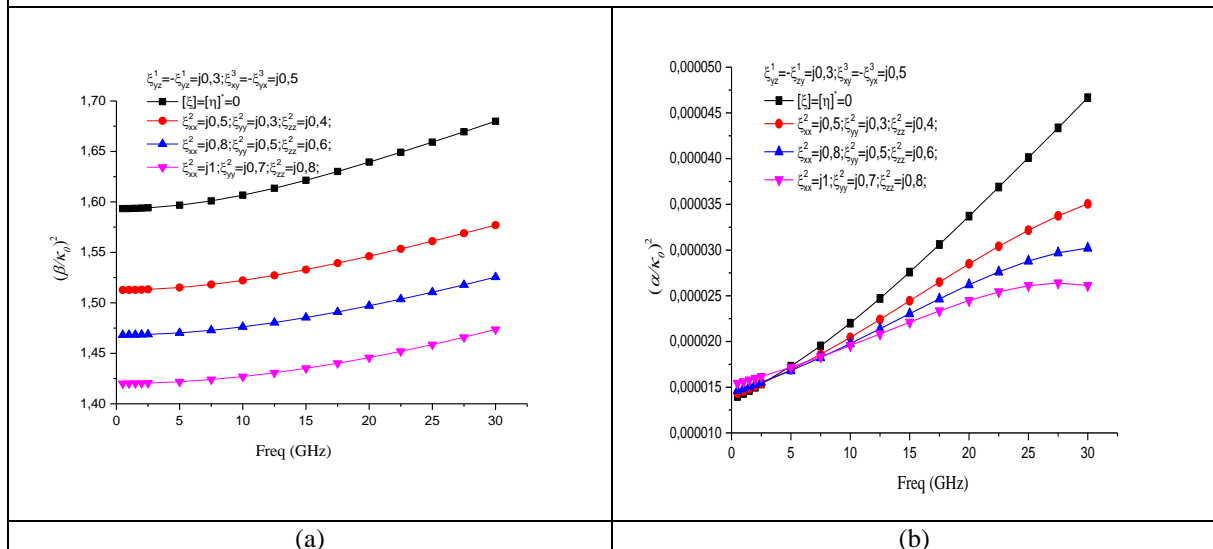


Fig.III.31. L'effet de chiralité, le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure multicouche $(a=12.7mm, d_1=4.5mm, d_2=0.4mm, d_3=0.3mm, d_4=0.3mm, d_5=4.5mm, w=0.5mm, \epsilon_r=2.53)$.

b) Deuxième cas:

$$[\varepsilon^{(i)}] = 2.53\bar{I}, [\mu^{(i)}] = \bar{I}, \text{ avec } i=1.2.3$$

$$[\zeta^{(1)}] = \begin{bmatrix} j1.1 & 0 & 0 \\ 0 & j1.1 & 0 \\ 0 & 0 & j0.8 \end{bmatrix}, [\zeta^{(2)}] = \begin{bmatrix} j0.7 & 0.5 & 0 \\ -0.5 & j0.7 & 0 \\ 0 & 0 & j0.6 \end{bmatrix}, [\zeta^{(3)}] = - \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0.5 \\ 0 & 0 & \zeta_{yz} \\ 0.5 & -\zeta_{yz} & 0 \end{bmatrix}$$

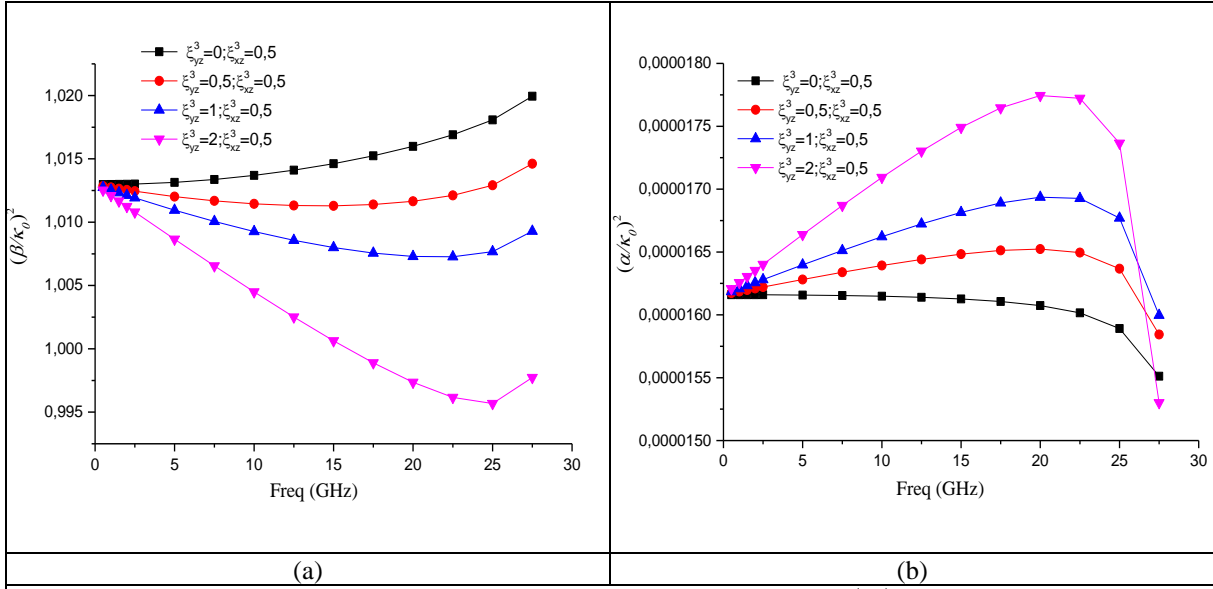


Fig.III.32. L'effet de chiralité, le rapport $(\frac{\beta}{\kappa_0})^2$ (a), le rapport $(\frac{\alpha}{\kappa_0})^2$ (b) de la structure multicouche $(a=12.7mm, d_1=4.5mm, d_2=0.4mm, d_3=0.3mm, d_4=0.3mm, d_5=4.5mm, w=0.5mm, \varepsilon_r=2.53)$.

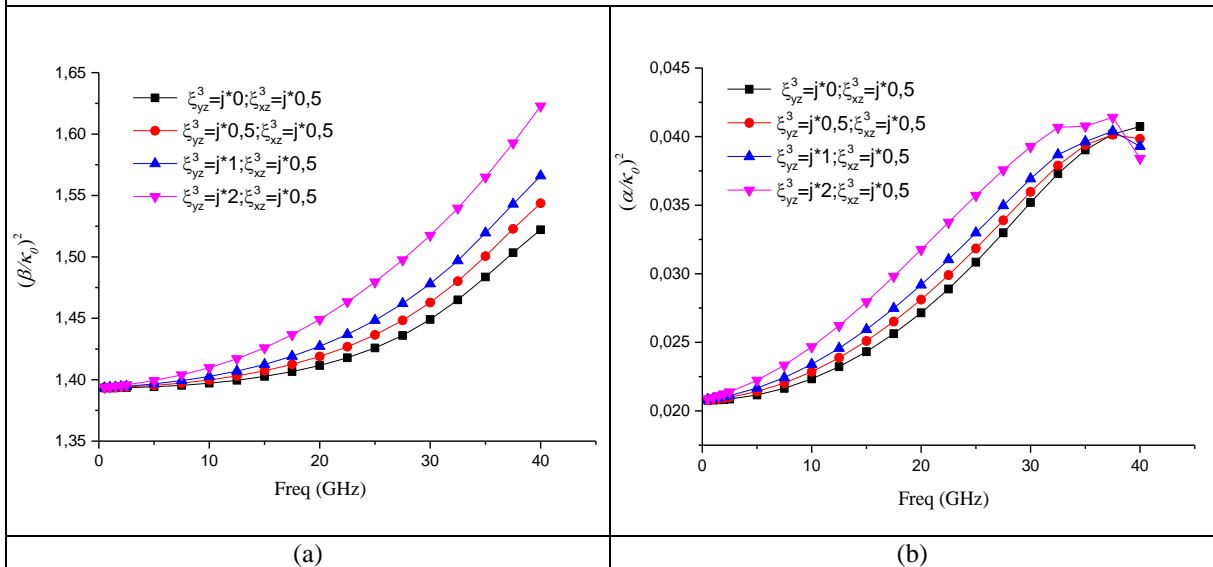


Fig.III.33. L'effet de chiralité, le rapport $(\frac{\beta}{\kappa_0})^2$ (a), le rapport $(\frac{\alpha}{\kappa_0})^2$ (b) de la structure multicouche $(a=12.7mm, d_1=4.5mm, d_2=0.4mm, d_3=0.3mm, d_4=0.3mm, d_5=4.5mm, w=0.5mm, \varepsilon_r=2.53)$.

Les figures III.30-33 montrent un effet important de la chiralité dû que ce soit de la première, de la deuxième ou de la troisième couche suivant différentes anisotropies. La nécessité de structures multicouches dans certaines applications nous accorde un nombre important de paramètres magnéto-électriques permettant de mieux commander la constante de propagation.

III.13. Conclusion :

Dans ce chapitre, Un développement analytique détaillé des équations de Maxwell pour la caractérisation de différentes structures des lignes de transmission implantées sur un milieu complexe est présenté. Cette étude est basée sur la Technique de la matrice en exponentielle généralisée, combinée avec la méthode des moments et procédure de Galerkin. Une formulation analytique du problème est s'effectuée grâce à une approche exprimée sous forme matricielle qui exclut toute complexité de calcul et évite des développements excessifs des éléments intermédiaires.

Il en résulte une expression d'une matrice compacte du tenseur de Green.

Les résultats obtenues pour différentes structures avec différents paramètres de chiralité ainsi que les changements des valeurs de permittivité, permettant d'avoir d'importantes influences sur la constante de phase et la constante d'atténuation ont été présentés.

References:

- [1].Itoh, Tatsuo. "Planar transmission line structures." IEEE, 1987.
- [2].Zehentner, Ján, Mrkvica, Jan, Et Machác, Jan. "Spectral domain analysis of open planar transmission lines. " *Microwave Review*, 2004, vol. 10, no 2, p. 36-42. 2004.
- [3].Plaza, Gonzalo, Mesa, Francisco, Et Horno, Manuel. "Computation of propagation characteristics of chiral layered waveguides." *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, , vol. 45, no 4, p. 519-526. 1997.
- [4]. Mbango, Franck Moukanda. "*Contribution à la caractérisation des matériaux utilisés en microélectronique radiofréquence*." Thèse de doctorat. Université Joseph-Fourier-Grenoble I. 2008.
- [5]. Mackay, Tom G. Et Lakhtakia, Akhlesh. "*Electromagnetic anisotropy and bianisotropy: A field guide*." World Scientific, 2010.
- [6].SIHVOLA, Ari H. et LINDELL, Ismo V. "BI-isotropic constitutive relations. " *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 4, no 8, p. 295-297, 1991.
- [7].Priou, A., Sihvola, A., Tretyakov, S., & Vinogradov, A. (Eds.). "Advances in complex electromagnetic materials" (Vol. 28). Springer Science & Business Media. PLAZA, Gonzalo, MESA, (2012).
- [8]. Balanis, Constantine A. "Advanced *engineering electromagnetics*." John Wiley & Sons, 1999.
- [9].Bolioli, S. "Bi-Isotropic and Bi-Anisotropic Media." In: *Advances in Complex Electromagnetic Materials*. Springer, Dordrecht, p. 33-51;1997.
- [10].Kamenetskii, E. O. "Bianisotropics and electromagnetics." *arXiv preprint cond-mat/0601467*, 2006.
- [11].Marakasov, D. A., Fisanov, V. V. "Electromagnetic surface waves on a boundary of bianisotropic magnetoactive omega composites." In: *Application of the Conversion Research Results for International Cooperation, 1999. SIBCONVERS'99. The Third International Symposium*. IEEE, p. 414-416,1999.
- [12]. Zebiri .C, M. Lashab, and F. Benabdelaziz, "Effect of anisotropic magneto-chirality on the characteristics of a microstrip resonator", *IET Microwaves, Antennas Propagation*, Vol. 4, No. 4, pp. 446-452, Apr 2010.
- [13]. Lindell.V, A. H. Sihvola, S. A. Tretyakov, and A. J. Vitanen, "Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-isotropic Media", Norwood. MA: Altech House, 1994.

- [14]. Zebiri .C, M. Lashab, and F. Benabdelaziz, "Rectangular microstrip antenna with uniaxial bianisotropic chiral substrate–superstrate", *IET Microwaves, Antennas Propagation*, Jan. 2011, (5), 1, p.17–29, Jan. 2011.
- [15]. Wang S. Y., Yin W. Y., Zhou L., Chen J., Gu X. Q., & Qiu L. F., "THz wave interaction with planar structures consisting of multilayer graphene sheets and bianisotropic slabs. " In *Wireless Symposium (IWS), IEEE International* (pp. 1-4). 2014.
- [16]. Zebiri .C, M. Lashab, and F. Benabdelaziz, "Asymmetrical effects of bi-anisotropic substratesuperstrate sandwich structure on patch resonator," *Progress In Electromagnetics Research B*, Vol. 49, 319-337, 2013.
- [17]. Yamashita, E., & Atsuki, K. "Analysis of microstrip-like transmission lines by nonuniform discretization of integral equations". *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 24(4), 195-200 (1976).
- [18]. Plaza, Gonzalo, Francisco Mesa, and Manuel Horno. "Study of the dispersion characteristics of planar chiral lines." *IEEE transactions on microwave theory and techniques* vol 46.N°8 ,P:1150-1157, (1998):
- [19]. Demir, Veysel, Elsherbeni, Atef Z., Et Arvas, Ercument. "FDTD formulation for dispersive chiral media using the Z transform method. " *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 53, no 10, p. 3374-3384, 2005
- [20]. REYNET, Olivier. "Métamatériaux à base d'éléments ferromagnétiques et électroniques."2003. Thèse de doctorat. Université de Bretagne occidentale-Brest, 2003.
- [21]. Le-Wei Li Wen- Yan Yin, "Complex media", Université de Singapour, ISBN 0-47127053-9, 2005
- [22]. Nefedov, Igor S. "Microstrip slow-wave structures on the bianisotropic substrate." *Electromagnetics* 343-360: 17.4 (1997)
- [23]. Froger, Alain. "Réciprocité des matériaux chiraux isotropes et nature du paramètre de chiralité." *Journal de Physique III*, vol. 3, no 8, p. 1557-1561, 1993.
- [24]. John L. Tsalamengas, "Interaction of Electromagnetic Waves With General Bianisotropic Slabs", *Trans. Microwav Theory and Tech*, VOL. 40.NO. 10. Octobre 1992.
- [25]. Wen-Yan Yin, Le-Wel Li, and Ingo Wollf, "The Compatible effects of gyrotropy and chirality in biaxially bianisotropic chiral-and chiroferrite-ferrite microstrip line structure", *Int. J. Numer. Model.* 12, 209-227 (1999).
- [26]. Wen-Yan Yin, Le-Wel Li, and Mook-Seng Leong, "Hybrid Effects of Gyrotropy and Chirality in Chiral-Ferrite Fin Lines", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 25, N0.1, April 5 2000.

- [27]. GARG, Ramesh, BAHL, Inder, et BOZZI, Maurizio. "Microstrip lines and slotlines." Artech house, 2013.
- [28]. D. Mirshekar-Syahkal , "Spectral domain method for microwaves integrated circuits", JOHN WILEY & SONS INC, 1990.
- [29]. Yin.W. Y, G. H. Nan, and I. Wolff, "The combined effects of Chiral operation in multilayered bianisotropic substrates", Progress In Electromagnetics Research, PIER 20, pp153– 178, 1998.
- [30]. Diamantis .S. G., G. A. Kyriacou, A. A. Mavrides and J.N. Sahalos. "Investigation of Eigen - Backward –and Leaky – Waves Modes of an Axially Magnetized Lossy Cylindrical Ferrite Substrate." *XXVIIth General Assembly of the International Union of Radio Science*, 2002, no 1270, p. 17-24.
- [31]. Khodja, A., M. C. E. Yagoub, R. Touhami, and H. Baudrand, "Improved numerical modal technique for fast and accurate modeling of transmission planar structures: Application to microstrip line, " 2015 International Conference on Synthesis, Modeling, Analysis and Simulation Methods and Applications to Circuit Design (SMACD), 1–4, IEEE, 2015.
- [32]. Daoudi, S., F. Benabdelaziz, and C. Zebiri, "Spectral-domain analysis of finline printed on chiral and ferrite substrates using the generalized exponential technique combined with Galerkin's method, " European Journal of Science and Technology, No. 8, 53–56, Sep. 2016. (Special Issue of the 2nd International Conference on Computational and Experimental Science and Engineering (ICCESEN-2015), Antalya, Turkey, Oct. 14–19, 2015).
- [33]. Aib, S., F. Benabdelaziz, C. Zebiri, and D. Sayad, "Propagation in diagonal anisotropic chirowaveguides, " Advances in OptoElectronics, Vol. 2017, 2017.
- [34]. Wang, S. Y., W. Y. Yin, L. Zhou, J. Chen, X. Q. Gu, and L. F. Qiu, "THz wave interaction with planar structures consisting of multilayer graphene sheets and bianisotropic slabs, " IEEE International Wireless Symposium (IWS), 1–4, 2014.
- [35]. Zebiri, C., F. Benabdelaziz, and M. Lashab, "Complex media parameter effect: On the input impedance of rectangular microstrip antenna, " IEEE International Conference Complex Systems (ICCS), 1–4, 2012.
- [36]. Tretyakov, S. A. and A. A. Sochava, "Proposed composite material for nonreflecting shields and antenna radoms, " Electron. Lett., Vol. 29, No. 12, 1048–1049, 1993.
- [37]. Dmitriev, V., "Table of the second rank constitutive tensors for linear homogeneous media described by the point magnetic groups of symmetry, " Progress In Electromagnetic Research, Vol. 28, 43–95, 2000.

- [38]. Sayad, D., F. Benabdelaziz, C. Zebiri, S. Daoudi, and R. A. Abd-Alhameed, "Spectral domain analysis of gyrotropic anisotropy chiral effect on the input impedance of a printed dipole antenna, " *Progress In Electromagnetics Research M*, Vol. 51, 1–8, 2016.
- [39]. Zebiri, C., S. Daoudi, F. Benabdelaziz, M. Lashab, D. Sayad, N. T. Ali, and R. A. Abd-Alhameed, "Gyro-chirality effect of bianisotropic substrate on the operational of rectangular microstrip patch antenna, " *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, Vol. 51, No. 3, 249–260, 2016.
- [40]. Simons, Rainee N. "Coplanar waveguide circuits, components, and systems." 'Vol. 165. John Wiley & Sons, 2004
- [41]. Abdullah, Mohd Muhaiyiddin Bin. "Analysis and Design of Coplanar Waveguide for High-Speed Pulse Propagation on Printed Circuit Board." Thèse, Master en science Université Saints Malaysia (2007).
- [42]. Edwards, Terry C., and Michael B. Steer. "Foundations for micro-strip circuit design" John Wiley & Sons, 2016.
- [43]. Yin, W. Y., et al. "Constitutive parameter effects in some multilayered bianisotropic microstrip lines: clarification of magnetic groups of symmetry." *IEE Proceedings-Microwaves, Antennas and Propagation* Vol 150.N°1 ,P: 18-22. (2003)
- [44]. Yin, W. Y., and I. Wolff. "Bilateral coplanar waveguide and periodic microstrip line in bianisotropic superstrate-substrate structures." *Journal of electromagnetic waves and applications* 259-275. (1999)
- [45]. Khodja, A., M. L. Tounsi, M. C. E. Yagoub, and S. Gaoua, "Full-wave analysis of the anisotropy effect in unilateral planar transmission lines by integral method," SETIT 2005, 3rd International Conference: Sciences of Electronic Technologies of Information and Telecommunications, Mar. 27–31, 2005.
- [46]. Polichronakis, I. P. and S. S. Kouris, "Computation of the dispersion characteristics of a shielded suspended substrate microstrip line, " *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 40, No. 3, 581–584, 1992.

CHAPITRE IV

Résonateur planaire à microstrip suspendue

CHAPITRE IV

IV.1. Introduction :

Durant ces dernières années, les résonateurs ont pris une place très importante grâce à l'évolution quotidienne des systèmes de télécommunication, où actuellement le but visé est de réduire sans cesse la taille et le poids des systèmes, et d'augmenter la fréquence et la bande passante.

De nos jours, les résonateurs trouvent leur application dans différents systèmes, aussi bien passifs, qu'actifs, tels que les oscillateurs, les dispositifs de filtrage et les antennes [1]-[3].

Il existe plusieurs types de résonateurs dont les plus connus sont les cavités résonantes (résonateurs à guides d'ondes), les résonateurs diélectriques et les résonateurs planaires.

Chacun de ces résonateurs possède leurs avantages ainsi que leurs inconvénients.

IV.2. Résonateurs de types guides d'ondes et cavités résonnantes :

Ces résonateurs sont généralement de très bonnes qualités. Leurs pertes sont très faibles et ainsi ils peuvent avoir des facteurs de qualités très élevés. De plus, leurs caractérisations mathématiques, est relativement simple comparativement à celle des deux autres types de résonateurs. D'autre part, ces résonateurs peuvent supporter des puissances très élevées. Par contre, le coût et les dimensions de ces résonateurs font en sorte qu'il est presque impossible de les utiliser dans les systèmes de communications mobiles destinés au grand public. En outre, il est très difficile d'intégrer ces résonateurs avec le reste du circuit qui est généralement conçu en technologie planaire [4], [5].

IV.3. Résonateurs diélectriques:

Quoique leurs performances puissent se rapprocher de celles des résonateurs de type guides d'ondes tout en ayant des dimensions et des poids plus raisonnables [1], leurs coûts constituent toujours un obstacle majeur pour leurs intégrations dans les systèmes mobiles grand public [2].

IV.4. Résonateurs planaires :

A cause de leurs tailles réduites et leurs très faibles coûts de fabrication, les résonateurs planaires, constituent le choix par excellence pour les systèmes mobiles. Cependant, leurs performances sont de loin inférieures à celles des deux catégories précédentes, donc, à cause de

leurs pertes. Ils ont une capacité d'insertions élevées (faible facteur de qualité). Il serait difficile de concevoir des filtres à bande étroite avec ce type de résonateurs.

D'autre part, les résonateurs planaires peuvent être conçus à l'aide de plusieurs technologies. Parmi celles-ci, mentionnons les lignes micro-rubans, les lignes à fentes et les lignes coplanaires. Cependant, à cause de leurs très grandes popularités, de leurs facilités de fabrications et de leurs coûts peu élevés, ce sont les lignes micro-rubans qui ont été retenues le plus. [4].

IV.4.1. Les résonateurs planaires micro-rubans :

Ces résonateurs sont apparus durant les années cinquante et ont surtout été développés au cours des années soixante-dix. Ils ont à la fois de petites tailles, simplicités, facilités de fabrications et une mise en œuvre pratique [4].

Les résonateurs planaires micro rubans peuvent être employés comme antennes ou d'autres composants tels que : les oscillateurs, les filtres, utilisées dans les circuits intégrés micro-ondes (MIC).

L'un des paramètres important qui influe sur les caractéristiques des résonateurs microbandes est la permittivité diélectrique et les paramètres constitutifs [6], pour le cas des milieux complexes. C'est un facteur très sensible lors de l'estimation des performances des résonateurs imprimés

IV.4.1.a. Structure technologique :

Les résonateurs micro-rubans sont constitués d'une couche métallique (patch) d'épaisseur très fine, ce dernier déposé sur un substrat diélectrique limité sur sa face inférieure par un plan de masse comme représenté sur la figure (IV.2)

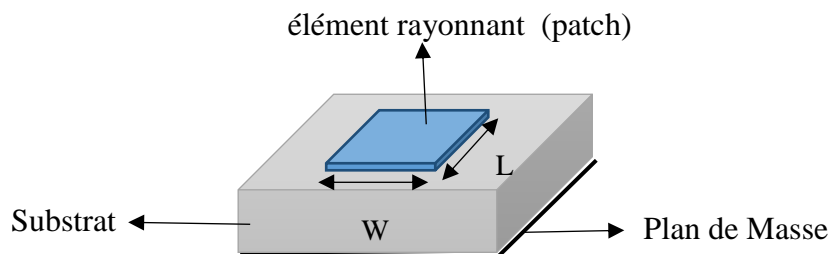


Figure IV.1 : Résonateur micro-ruban

L'élément rayonnant (patch) est généralement fabriquée à base d'un matériau conducteur tel que le cuivre ou l'or et il peut prendre n'importe quelle forme possible, cela peut être : rectangulaire, carrée, circulaire ou un simple dipôle [6].

IV.4.1.b. Principe de fonctionnement :

Le mécanisme de rayonnement d'un résonateur à patch rectangulaire est explicité aisément à partir de sa forme géométrique. Lorsque son excitation est effectuée par une ligne d'alimentation dotée d'une source RF, une onde électromagnétique se propage sur cette ligne puis alimente l'élément rayonnant, de largeur plus grande que celle de l'épaisseur de la ligne, qui sera apte à rayonner. Une distribution de charge va s'établir à l'interface substrat-plan de masse, sur et sous l'élément rayonnant.

En pratique, les formes des éléments rayonnants les plus utilisés sont montrés sur la Figure IV.3, leurs dimensions sont faibles de l'ordre de $\lambda/2$ à λ . [5], [7]

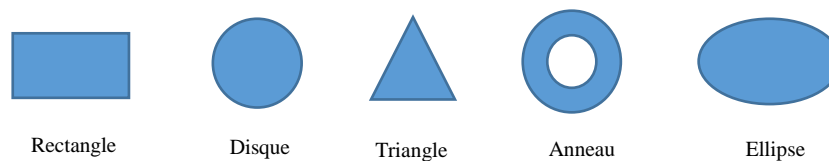


Figure IV.2: Divers types d'éléments rayonnants

IV.4.1.c. Techniques d'alimentations :

À l'origine, les résonateurs micro-rubans sont alimentés d'une ligne microruban ou coaxiale via une sonde [8],[9]. L'adaptation est souvent nécessaire entre la ligne d'excitation et la plaque résonatrice. Elle peut être assurée par un choix convenable de la position de la ligne d'excitation au niveau de la plaque [10].

Les résonateurs micro-rubans peuvent être alimentés selon plusieurs techniques, que l'on peut classer en deux catégories.

- Avec contact: où l'alimentation est liée directement à la plaque rayonnante en utilisant un élément de connexion tel qu'une ligne micro ruban [10];
- Sans contact: où le couplage du champ électromagnétique garantit le transfert de la puissance entre la ligne micro ruban et l'élément rayonnant.

Les quatre techniques d'alimentation les plus utilisées sont la ligne micro ruban, la sonde coaxiale, le couplage par ouverture et le couplage par proximité.

a) Alimentation par ligne micro ruban :

L'alimentation par ligne micro ruban peut se faire par connexion directe dont le point de jonction est sur l'axe de symétrie de l'élément (Fig. IV. 4). Cette technique est sans doute l'une des moins coûteuses et des plus facilement réalisables du fait que l'élément rayonnant et sa ligne d'alimentation micro ruban sont imprimés sur la même face du substrat, Elle a l'inconvénient de générer un rayonnement parasite[5], [7], [11].

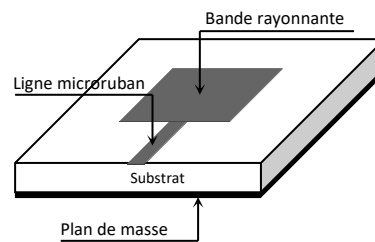


Figure IV.3. Alimentation par ligne micro ruban

b) Alimentation par une ligne coaxiale :

L'alimentation par ligne coaxiale ou l'alimentation par sonde est une technique très utilisée pour alimenter les antennes micro rubans (Figure IV.5). Dans ce cas le conducteur intérieur du connecteur coaxial traverse le diélectrique et est soudé au patch, alors que le conducteur externe est relié au plan de masse [7].

L'avantage principal de ce type d'alimentation est qu'elle peut être appliquée à n'importe quel endroit choisi à l'intérieur du patch, avec une facilité de fabrication, et son inconvénient principal est qu'elle fournit une bande passante étroite [5], [12].

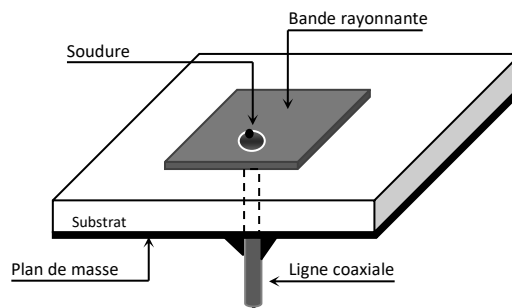


Figure.IV.4. Alimentation par sonde coaxiale

c) Alimentation à travers une ouverture dans le plan de masse :

Dans ce type d'alimentation, l'élément rayonnant et la ligne micro ruban d'alimentation sont séparés par le plan de masse (figure IV.6). Le couplage entre les deux est assuré par une fente ou une ouverture dans le plan de masse. L'ouverture est centrée sous la plaque conductrice, la quantité de ce couplage étant déterminée par la forme, la taille et l'emplacement de l'ouverture. L'avantage de ce type d'alimentation est de minimiser le rayonnement parasite. Cependant l'inconvénient majeur de cette technique est qu'elle présente des difficultés au niveau de la fabrication [5], [7], [11].

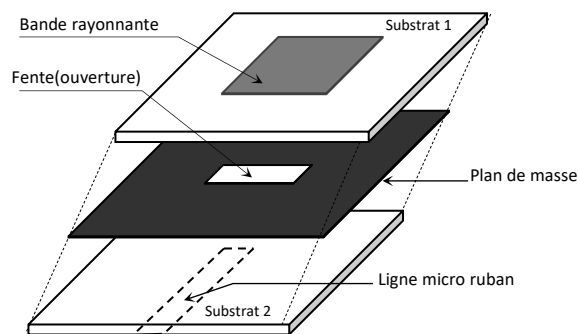


Figure IV.5. Alimentation par fente (ou par ouverture)

d) Alimentation couplé par proximité :

Ce type d'alimentation est illustré par la figure IV.7, deux substrats diélectriques sont employés tels que la ligne d'alimentation est entre les deux substrats et le patch de rayonnement est sur le substrat supérieur [5].

Les avantages principaux de cette alimentation sont l'élimination du rayonnement parasite et l'élargissement de la bande passante.

Parmi les inconvénients de cette méthode d'alimentation nous citons la difficulté de fabrication à cause des deux couches diélectriques nécessitant un alignement approprié, ainsi que la difficulté d'intégration de dispositifs actifs [13].

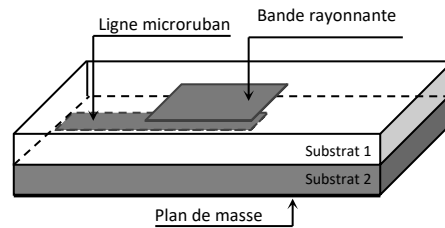


Figure IV.6. Alimentation couplée par proximité.

IV.4.1.d. Avantages et limitations des résonateurs microrubans :

Ce type de résonateurs couvre une bande fréquentielle importante allant de 100 MHz à 300 GHz.

Ses principaux avantages sont [14,15] :

- Légèreté;
- Encombrement réduit;
- Facilité de réalisation par la technique du circuit imprimé ;
- Réseau d'alimentation et l'adaptation fabriqués simultanément avec le résonateur;
- Faible coût de fabrication, et production en masse possible;
- Résonateurs multi-bandes, multi-polarisations possibles.

Ces résonateurs présentent cependant quelques inconvénients qui peuvent rendre, dans certains cas, leurs emplois difficiles. Entre autres :

- Largeur de bande réduite;
- Rendement moyen;
- Pertes de rayonnement par ondes de surfaces.

IV.4.1.e. Applications :

Pour de nombreuses applications, les avantages des résonateurs micro-rubans l'emportent largement comparativement à leurs limitations.

Initialement, cette technologie du résonateur s'est avérée fortement répandue dans les systèmes militaires de haute technologie.

On retrouve principalement ces résonateurs dans les systèmes de haute technologie suivants [14, 15]:

- radar embarqué;
- La liaison avec des mobiles (avions, fusées, missiles, navires, véhicules routiers...);
- Les systèmes portables de radiolocalisation par satellite (GPS);
- Les résonateurs pour la téléphonie mobile (stations de base);
- Les badges et étiquettes électroniques;
- Les applicateurs biomédicaux (hyperthermie).

IV.5. Approche spectrale pour résonateur à substrat suspendu:

IV.5.1.Introduction :

La géométrie du résonateur blindé à substrat suspendu considéré et l'orientation des axes de la structure sont montrées sur la Figure 1. Une bande conductrice rectangulaire de largeur $2w$ et de longueur L est imprimée sur le substrat suspendu séparé du plan de masse par une couche d'air.

On suppose que l'épaisseur de la bande conductrice est négligeable et que tous les supports et conducteurs sont parfaits et sans pertes. Le guide d'ondes de blindage a des dimensions de 3,2 mm x 1,575 mm x 100,0 mm, ce qui correspond à un système réel.

La fréquence de fonctionnement est choisie inférieure à la fréquence de coupure du guide d'ondes de blindage partiellement rempli afin d'éviter toute interaction avec les résonances de fonctionnement en mode guide d'ondes. Les fréquences de coupure de la structure de la Figure IV.8 sont indiquées dans le Tableau IV.1 [17].

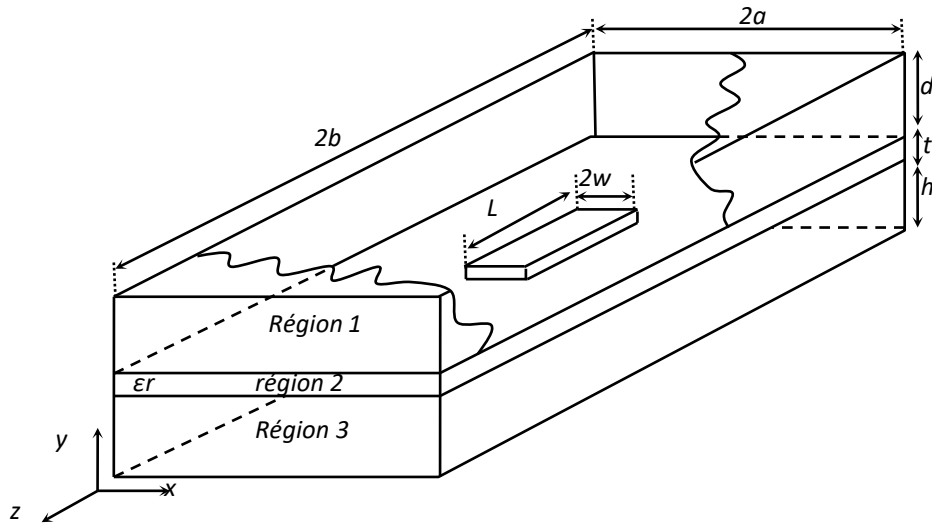


Figure IV.7. Résonateur piégé à substrat suspendu [17]

Tableau IV.1. Fréquence de coupure du guide à substrat suspendu

<i>Constante diélectrique (ϵ_r)</i>	<i>Fréquence de coupure (GHz)</i>
2.2 (Duroïde)	44.76
9.8 (Alumine)	43.33

IV.5.2. Méthode de solution pour la fréquence de résonance :

L'analyse des équations de champ sur les lignes de transmission microstrip ont été développées dans le domaine spectral en appliquant la méthode des moments de Galerkin. En conséquence, les éléments du tenseur de Green dans le domaine spectral sont déterminés selon le système d'équations suivant.

$$\tilde{E}_z = \tilde{G}_{xx} \tilde{J}_z + \tilde{G}_{zx} \tilde{J}_x \tag{IV.1}$$

$$\tilde{E}_x = \tilde{G}_{xz} \tilde{J}_z + \tilde{G}_{zz} \tilde{J}_x \tag{IV.2}$$

Où \tilde{E}_x et \tilde{E}_z sont les composantes du champ électrique tangentielles à la surface du substrat.

\tilde{J}_x et \tilde{J}_z sont les transformées de Fourier des composantes transversales de la densité de courant

sur le patch. Il en résulte des équations mathématiques qui mènent aux expressions des composantes tangentielles du champ électrique \tilde{E} évaluées à l'interface entre les deux milieux, exprimées en fonction des composantes $J_x(x, z)$ et $J_z(x, z)$ de la densité de courant sur le ruban conducteur.

Afin de caractériser la structure résonatrice multicouche de la Figure 1, des parois électriques et magnétiques verticales additionnelles à $z = \pm b$ sont à considérer et la transformée de Fourier finie est utilisée dans la direction longitudinale.

La première étape consiste à développer les densités de courant sur le ruban conducteur $J_x(x, z)$ et $J_z(x, z)$ en termes de fonctions de base [17]- [18]:

$$J_z(x, z) = \sum_{i=1}^M a_i J_{zi}(x, z) \quad (IV.3)$$

$$J_x(x, z) = \sum_{j=1}^N b_j J_{xj}(x, z) \quad (IV.4)$$

Les fonctions de base doivent être attentivement choisies pour bien approximer les distributions des courants sur la bande conductrice.

Il est à noter que le système d'équations obtenu est homogène. Pour avoir des solutions non triviales le déterminant de la matrice doit être zéro. De là, la fréquence de résonance est obtenue.

La précision de la solution peut être systématiquement améliorée en augmentant le nombre de fonctions de base N et M ce qui revient à résoudre une équation matricielle à grandes dimensions. Toutefois, si les fonctions de base sont choisies de manière à bien approximer la distribution de courant réelle inconnue, la taille nécessaire de la matrice peut être réduite pour une précision donnée de la solution, ce qui donne une efficacité de calcul numérique. Par conséquent, le choix des fonctions de base est important du point de vue numérique. Dans nos calculs pour le mode dominant elles ont été choisies de la forme [17] - [18]:

$$J_{z1}(x, z) = J_1(x)J_2(z) \quad (IV.5)$$

$$J_{x1}(x, z) = J_3(x)J_4(z) \quad (IV.6)$$

Où les fonctions J_1, J_2, J_3, J_4 , sont données par :

$$J_1(x) = \frac{1}{2w} \left(1 + \left| \frac{x}{w} \right|^3 \right) \quad (IV.7)$$

$$J_2(z) = \frac{1}{L} \cos\left(\frac{\pi z}{2L}\right) \tag{IV.8}$$

$$J_3(x) = \frac{1}{w} \sin\left(\frac{\pi x}{w}\right) \tag{IV.9}$$

$$J_4(z) = \frac{z}{2L^2} \tag{IV.10}$$

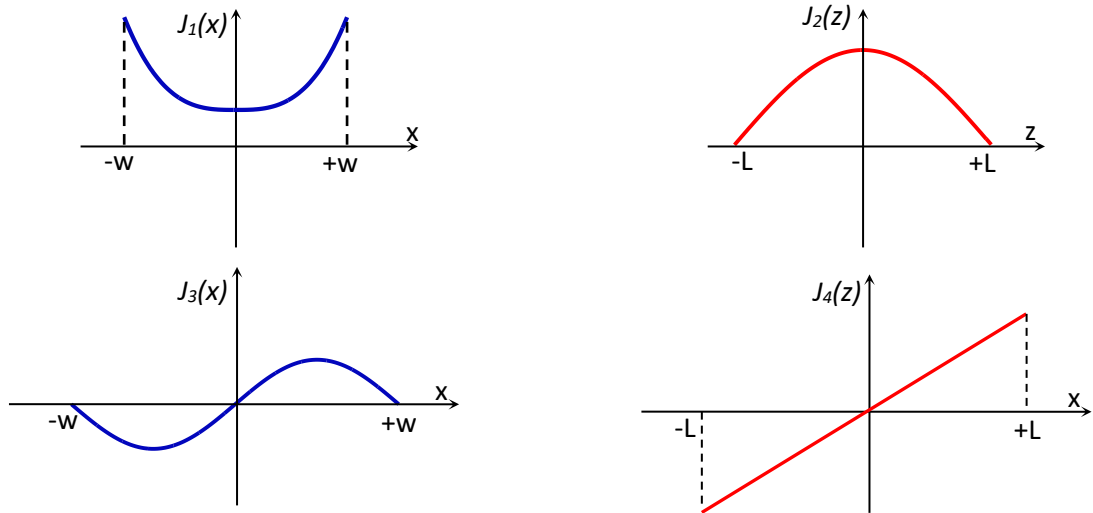


Figure IV.8. Présentation des fonctions de base pour densités de courant

IV.5.3. Résultats et discussions :

IV.5.3.a. Méthodes de résolution numériques :

Le calcul numérique du résonateur à base de ligne microstrip suspendue est effectué en considérant des parois électriques et magnétiques verticales à $z=\pm b$. Ce qui rend la transformation de Fourier finie dans la direction longitudinale avec un nombre de Fourier dans cette direction $\beta_m = (m - 0.5)\pi / b$.

Les calculs sont effectués par compilation selon les caractéristiques suivantes :

Processeur Intel Core I5-3470, 3.20GHz, Mémoire : 16.0Go, en utilisant le langage Matlab R2015a.

Vue la complexité du milieu, de très lourdes expressions mathématiques ont été manipulées résultant en un programme de calcul très complexe. La procédure de calcul consiste à gérer des matrices de grandes dimensions ce qui influe d'une part sur le temps de calcul et d'autre part sur la précision. Cette dernière est directement proportionnelle au temps de calcul. Les méthodes

numériques utilisées pour la résolution du système d'équations linéaires partiellement complexe (cas isotrope) consiste à calculer le déterminant de matrices issues de la sommation de Fourier sur α_n et β_m , avec $N=360$ et $M=6000$. Ce qui résulte, dans notre cas de travail, à des matrices de grandes dimensions à éléments complexes. Ce qui nous a imposé l'utilisation de la méthode de Muller pour la recherche des solutions complexes.

IV.5.3.b. Test de convergence :

Nos calculs mathématiques sont développés principalement pour des structures complexes composées de 5 couches avec des substrats de milieux complexes bianisotropes (chiraux), afin de tester la convergence de notre code de calcul, nous avons considéré le cas d'un résonateur de la structure multicouche, constituée de 3 couches, à substrat isotrope présentée sur la Figure IV.8. Avec le résonateur, caractérisé selon les paramètres, indiqués par le Tableau IV.2 [17].

Tableau IV.2 Paramètres du résonateur piégé à substrat suspendu

Longueur et largeur de la cavité	$2L \times 2b = 200\text{mm} \times 10\text{mm}$
Epaisseur des deux couches supérieure et inférieure	$h = d = 0.66\text{mm}$
Longueur et largeur du patch	$2a \times 2w = 1.6\text{mm} \times 2\text{mm}$,
Epaisseur du milieu isotrope	$t = 0.255\text{mm}$
Permittivité milieu	$\epsilon_r = 2.2$;

Le résultat de test est donné sur le Tableau IV. 3 avec une erreur relative de 0.587%.

Tableau IV. 3 Résultat de test

	Fréquence de résonance
Nos calculs	13.101 GHz
Littérature [17]	13.024 GHz

IV.5.3.c. Effet de la chiralité sur la fréquence de résonance :

Deux cas de test du code de calcul, pour un cas de résonateur multicouche à substrats complexes, ont été effectués et présentés par les Figures IV.3-6, soulignant l'effet de la chiralité et de

l'antichiralité (milieu tellegen). La structure est composée de cinq couches, ayant les propriétés données ci-dessous.

Tableau IV. 4 Récapitulatif des paramètres structuraux du résonateur multicouche

Couche 1 et 5	Air
Couche 2	Epaisseur de la couche $t_2=t/3$; $\epsilon_r = 2.2$ Cas 01 : $\xi_{zx} = -\eta_{zx}$ (Figure IV.10) Cas02 : $j\xi_{zx} = -j\eta_{zx}$ (Figure IV.11).
Couche 3	Epaisseur de la couche $t_2=t/3$; $\epsilon_r = 2.2$ Cas01 : $-\xi_{zx} = \eta_{zx}$ (Figure IV.10) Cas02 : $-j\xi_{zx} = j\eta_{zx}$ (Figure IV.11).
Couche 4	Epaisseur de la couche $t_2=t/3$; $\epsilon_r = 2.2$ Cas01 : $\xi_{zx} = -\eta_{zx}$ (Figure IV.10) Cas02 : $j\xi_{zx} = -j\eta_{zx}$ (Figure IV.11).

Dans cette étape de notre travail, nous avons essentiellement travaillé sur la convergence de notre code de calcul. Cependant, compte tenu de la durée d'exécution, un travail supplémentaire sur l'amélioration du temps de calcul est à prévoir dans de futurs travaux. Notons qu'un temps de calcul de plus de 24 heures a été cumulé sur une machine avec les caractéristiques mentionnées ci-dessus.

Pour ξ_{zx} réel (Fig. IV.10), nous remarquons une diminution importantes de la fréquence de résonance (possibilité de miniaturisation) accompagnée d'une augmentation de la partie imaginaire (pertes). Le cas ξ_{zx} imaginaire (Fig. IV.11) présente un effet inverse avec une augmentation de la partie réelle et une légère augmentation de la partie imaginaire.

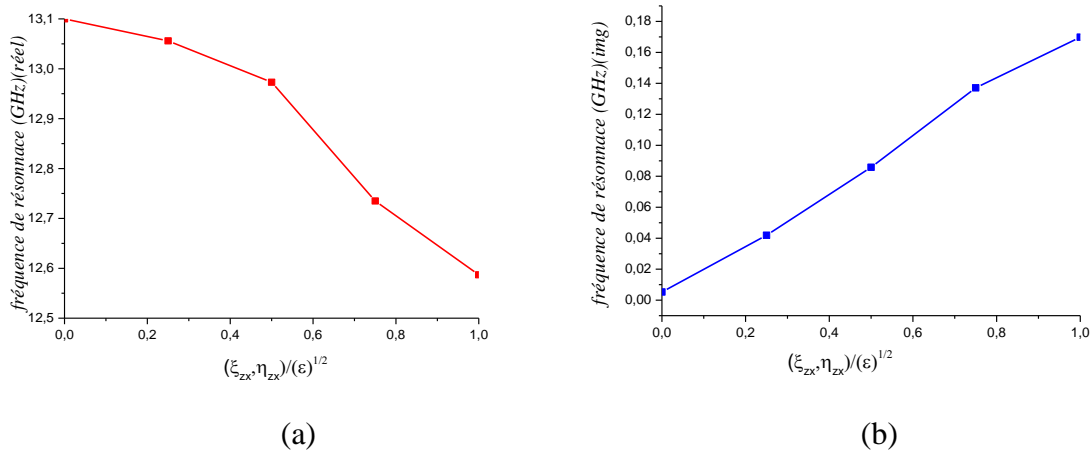


Figure IV.9 Effet de l'élément ξ_{zx} réel sur la fréquence de résonance (a) partie réelle (b) partie imaginaire.

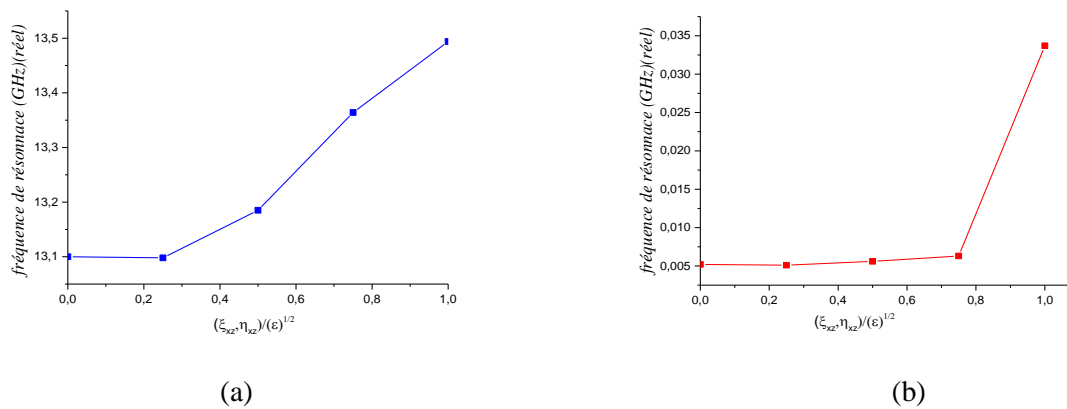


Figure IV.10 Effet de l'élément ξ_{zx} imaginaire sur la fréquence de résonance (a) partie réelle (b) partie imaginaire.

IV.6) Conclusion :

Un code de calcul sous environnement Matlab a été élaboré traitant des structures résonatrices multicouches complexes, à paramètres constitutifs de formes tensorielles ayant au total 36 éléments (partie réelle et partie imaginaire). Les résultats indéniables, que nous avons obtenus, d'un seul cas nous ont servi à la possibilité de caractériser certaines applications de structures miniaturisées de filtres microondes.

Le défi d'industrialisation est de pouvoir concevoir des matériaux présentant de fortes permittivité, mais qui répondent également aux exigences de faibles pertes diélectriques. Ceci sera dans nos perspectives, notre cible de choix adéquats des éléments magnétoélectriques, servant à la conception de diélectriques ayant de meilleures caractéristiques pour la réalisation de filtres.

References:

- [1]. Guillon, P, and Darko K. "*Dielectric resonators*." Noble Publishing, (1998).
- [2]. Benomar. A, "Etude des Antennes à Résonateurs Diélectriques. Application aux Réseaux de Télécommunications. ", Doctorat, Univ de Tlemcen, (2015).
- [3]. Rocha. H. H. B., et al. "Bandwidth enhancement of stacked dielectric resonator antennas excited by a coaxial probe: an experimental and numerical investigation." *IET Microwaves, Antennas & Propagation* vol. 2, no. 6, 580-587. (2008).
- [4]. Zebiri.C, " Effet de l'anisotropie tensorielle sur les paramètres des structures planaires Contribution à une réalisation d'un résonateur micro-ondes", Doctorat, Univ de Constantine, (2011).
- [5]. Sayad. D "Effet du Substrat sur les Paramètres des Structures multicouches Planaires Microondes. Contribution à une Modélisation de Composants Micro-onde. ", Doctorat, Univ. de Skikda, (2017).
- [6]. Rebert.M, Nelson, D. Rouers and A. Daildo, "Resonant Frequency of a rectangular Microstrip Patch on Several Uniaxial Substrates." *IEEE Trans Antennas and propagate*, Vol 38, N0 7, (1990).
- [7]. Benomar. A, "Etude des Antennes à Résonateurs Diélectriques. Application aux Réseaux de Télécommunications, " Doctorat, Univ de Tlemcen, (2015).
- [8]. Carver. K. R, J. W. Mink, "Microstrip Antenna Technology", *IEEE transactions on antennas and propagation*, vol.29, pp.2-24, (1981).
- [9]. James.J. R, P. S. Hall, C. Wood, "Microstrip Antenna Theory And Design", London, U.K: Peter Peregrinus, (1981).
- [10]. Bartia. P. K. V. S. Rao, R. S. Tomar, "Millimeter wave microstrip and printed circuit antennas", Artech House, Boston, London, (1991).
- [11]. Hubert. J, Visser, "Array and phased array antenna basics, "Antenna Engineer, the Netherlands (2005).
- [12]. Balanis. C. A, "Antenna theory analysis and design", 2eme edition John Wiley and Sons, (1997).
- [13]. Diblang.M. "Development du concept de l'antenne a résonateur BIE pour la génération de la polarisation circulaire", Université de Limoges. Thèse de doctorat 20 mars (2006)

- [14]. Prakash.B, et al. "Microstrip Antenna Design Handbook. " (Artech House Antennas and Propagation Library). (2000).
- [15]. Picon.O et Coll, "Les antennes - théorie, conception et application", Edition Dunod (2009).
- [16]. Pozar. D. M., and Daniel H. Schaubert, eds. "Microstrip antennas: the analysis and design of microstrip antennas and arrays." John Wiley & Sons, 1995.
- [17]. Atwater. H. A., & Knorr, J. B. (1990). "Suspended substrate resonator design" (Doctoral dissertation, Monterey California. Naval Postgraduate School), (1990).
- [18]. Ho, T. Q., Beker, B., Shih, Y. C., & Chen, Y. "Microstrip resonators on anisotropic substrates." naval command control and ocean surveillance center rdt and e div san diego ca. (1992).

Conclusion générale

Conclusion générale

Notre objectif dans ce travail était, en premier lieu, de maîtriser la technique de l'exponentielle généralisée et ses applications. Sachant que la formulation systématique de cette technique est exprimée dans le domaine spectrale, et spécifique pour traitement de l'interaction de l'onde électromagnétique avec des médias bi-anisotropes à différents types de ligne de transmission, a été utilisée pour étudier les problèmes de rayonnement et de propagation des ondes dans des lignes de transmission à substrats complexe. Elle a été combinée la transformée de Fourier avec des méthodes d'analyse de matrices.

En second lieu est la mise en application de cette technique, pas uniquement sur les lignes de transmission implantées sur substrats complexes, mais également la considération de caractérisations des résonateurs microondes. Car ce dernier cas n'a jamais été traité par la technique de l'exponentielle généralisée, avis confirmé par l'auteur Tsalamangas.J de cette technique. Ce qui a été mené à notre étape avec succès.

La nouveauté de ce travail est dans une formulation matricielle complète de tous les calculs, partant des équations de Maxwell, jusqu'à la dérivation du tenseur de Green sans aucuns calculs intermédiaires inutiles. En outre, la prise en compte des pertes diélectriques, inexistantes dans littérature, ont été pris en considération, lors de la résolution de l'équation intégrale. Cette approche de formulation matricielle nous a permis de surmonter de lourds et excessifs calculs intermédiaires, inutiles dans cette approche, et qui peuvent causer des fautes nuisibles.

Plusieurs cas de milieux complexes sont analysés et une série de résultats obtenue concernant l'effet de chiralité selon les éléments magnétoélectriques diagonaux et gyrotropiques sur les paramètres caractéristiques de différents types de lignes de transmission blindées telles que : ligne miro-ruban, ligne micro-strip suspendue et la ligne coplanaire suspendue, mono et multicouche à savoir le rapport de constant de propagation et l'angle de perte en fonction de fréquence pour différent valeurs de permittivité relative.

Dans cette étude, nous tenons en compte les pertes combinées avec le milieu chiral avec une anisotropie bi-axiale, gyrotropiques, un cas que l'on n'a jamais traité dans la littérature.

Nous examinons en premier lieu l'effet de la chiralité axiale, élément par élément.

Un programme développé sous environnement Matlab Professionnel 2013, a été élaboré, en utilisant la fonction de Muller qui permet de calculer la fonction non linéaire complexe, traitant une diversité importante des structures modélisées a été exécuté.

Les résultats de la constante de propagation en fonction de la fréquence, sont en bon accord avec les résultats reportés dans la littérature pour les trois structures planaires isotropes avec une faible erreur qui n'excède pas 3 % qui est en raison de la considération des pertes diélectriques.

Dans les trois structures de transmission les valeurs des éléments magnétoélectriques, réels ou imaginaires, positifs ou négatifs, influent immédiatement sur la constante effective ainsi que les pertes. Faisant la comparaison entre les trois structures planaires, on constate que l'effets de chiralité est nettement distingué selon les cas de structures étudiées. L'important en remarques dans cette partie de notre travail est qu'il nous est possible de concevoir des cas de lignes à faibles dispersions.

Ce travail de thèse nous a ouvert un nouvel horizon à la recherche spécialement le cas non exploité du résonateur. Nous tenons alors, explorer d'autres composants microondes tels que les filtres, les dispositifs multiports comme les circulateurs et d'autres formes géométriques telles que les structures cylindriques.

Annexe A

Les figures suivantes présentent l'effet de la chiralité paramètre ξ et η d'une ligne microruban monocouche, selon ces figures sont commentées celles de chapitre (III).

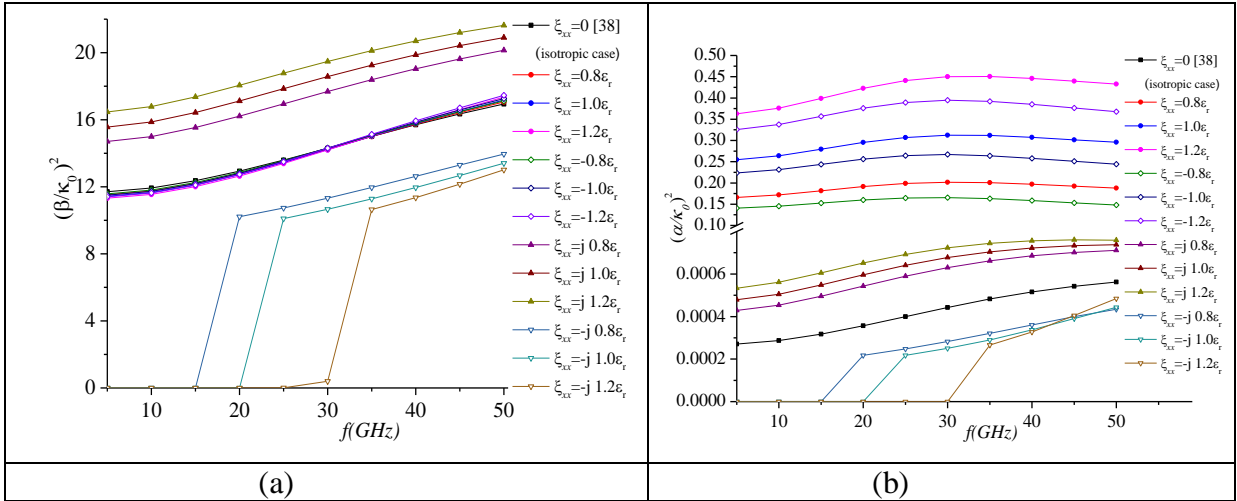


Fig.A.1. L'effet de chiralité ξ_{xx} , le rapport $(\frac{\beta}{k_0})^2$ (a) et le rapport $(\frac{\alpha}{k_0})^2$ (b) de la structure micro-ruban présentés à la FigureIII.2.. ($a=12.7mm$, $d_1=11.43 mm$, $d_2=0.5mm$, $d_3=0.mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r =20$).

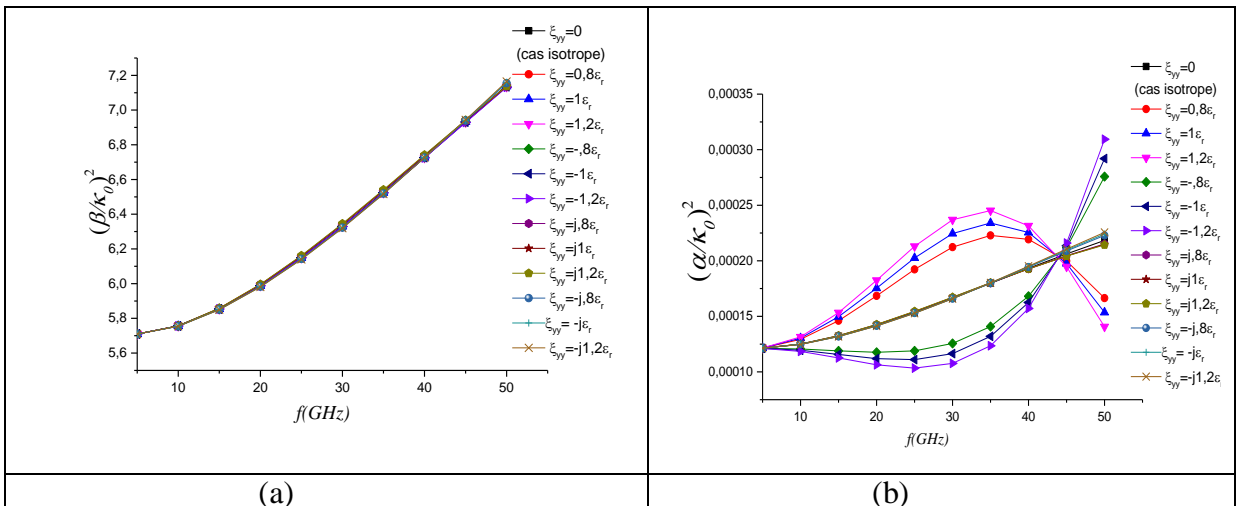


Fig.A.2. L'effet de chiralité ξ_{yy} , le rapport $(\frac{\beta}{k_0})^2$ (a) et le rapport $(\frac{\alpha}{k_0})^2$ (b) de la structure micro-ruban présentés à la FigureIII.2.. ($a=12.7mm$, $d_1=11.43 mm$, $d_2=0.5mm$, $d_3=0.mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r =9.35$).

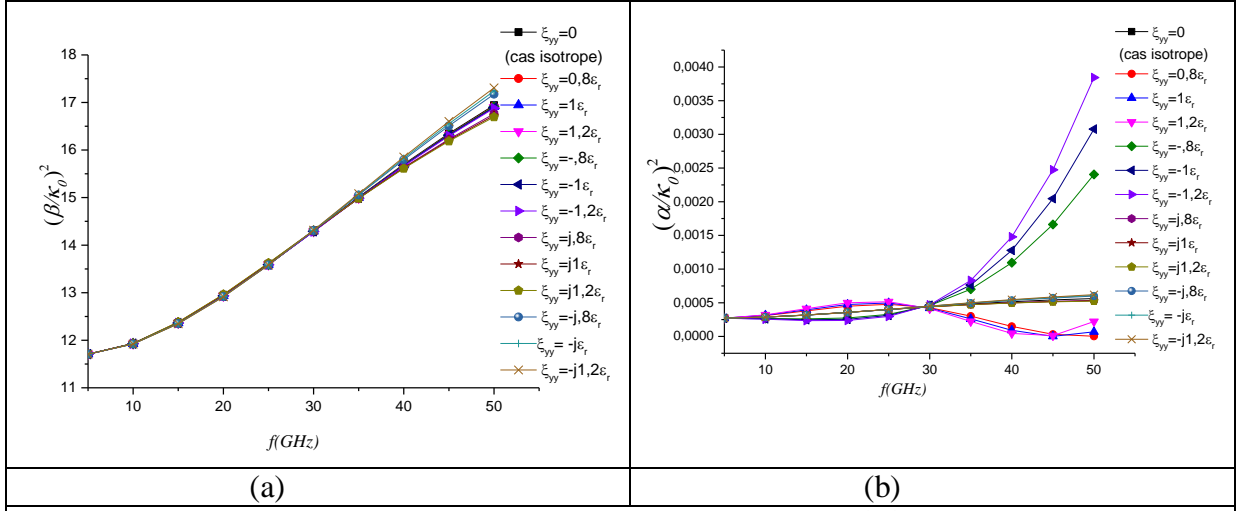


Fig.A.3. L'effet de chiralité ζ_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-ruban présentés à la FigureIII.2. ($a=12.7mm$, $d_1=11.43 mm$, $d_2=0.5mm$, $d_3=0.mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=20$).

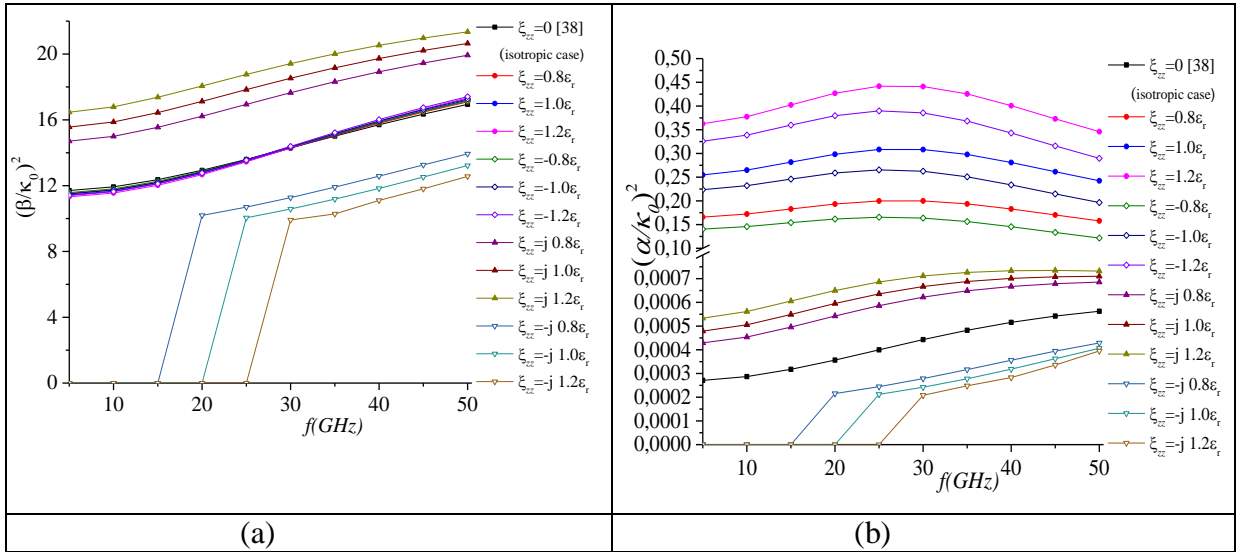
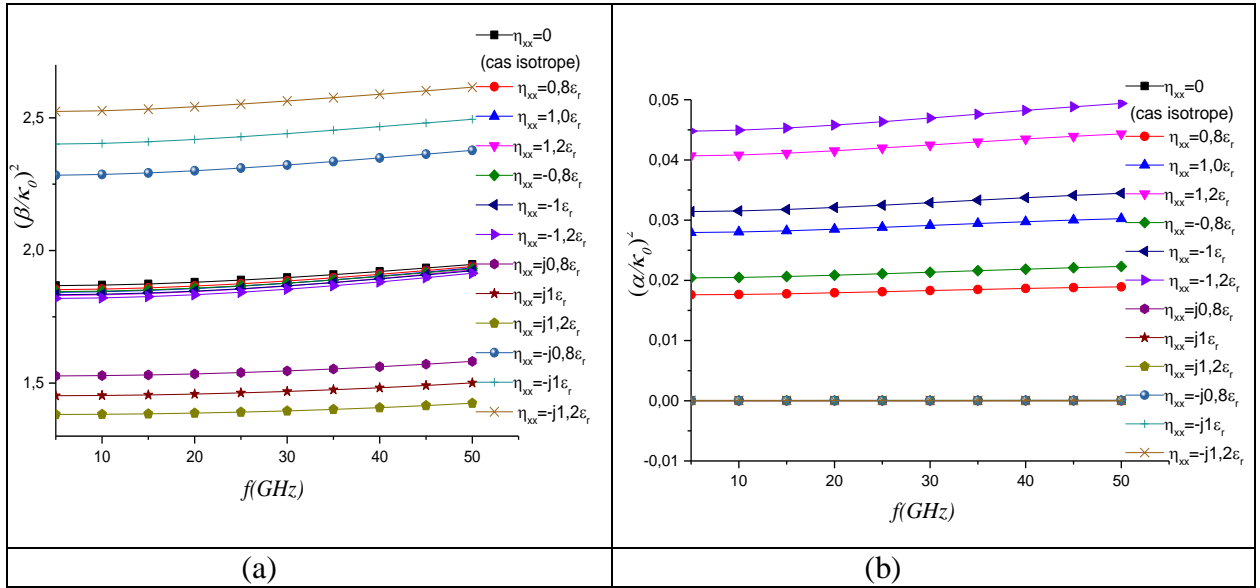
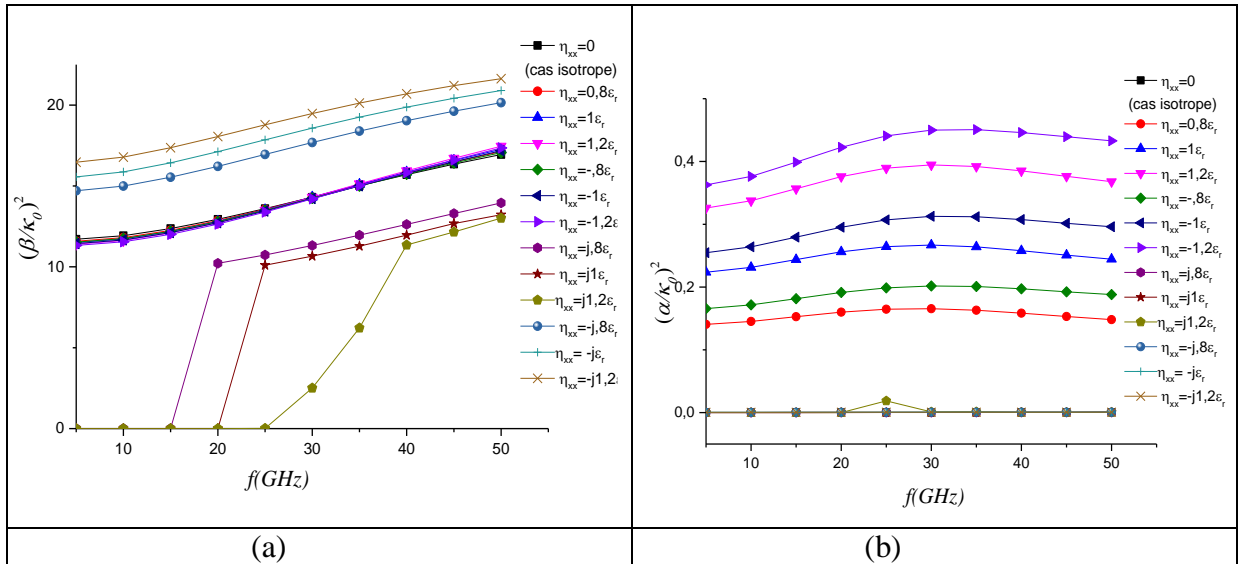


Fig.A.4. L'effet de chiralité ζ_{zz} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microruban. ($a=12.7mm$, $d_1=11.43 mm$, $d_2=0.5mm$, $d_3=0.mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=20$).



5. L'effet de chiralité η_{xx} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-ruban. ($a=12.7mm$, $d_1=11.43 mm$, $d_2=0.5mm$, $d_3=0.mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r = 2.53$).



A.6. L'effet de chiralité η_{xx} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-ruban. ($a=12.7mm$, $d_1=11.43 mm$, $d_2=0.5mm$, $d_3=0.mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r = 20$).

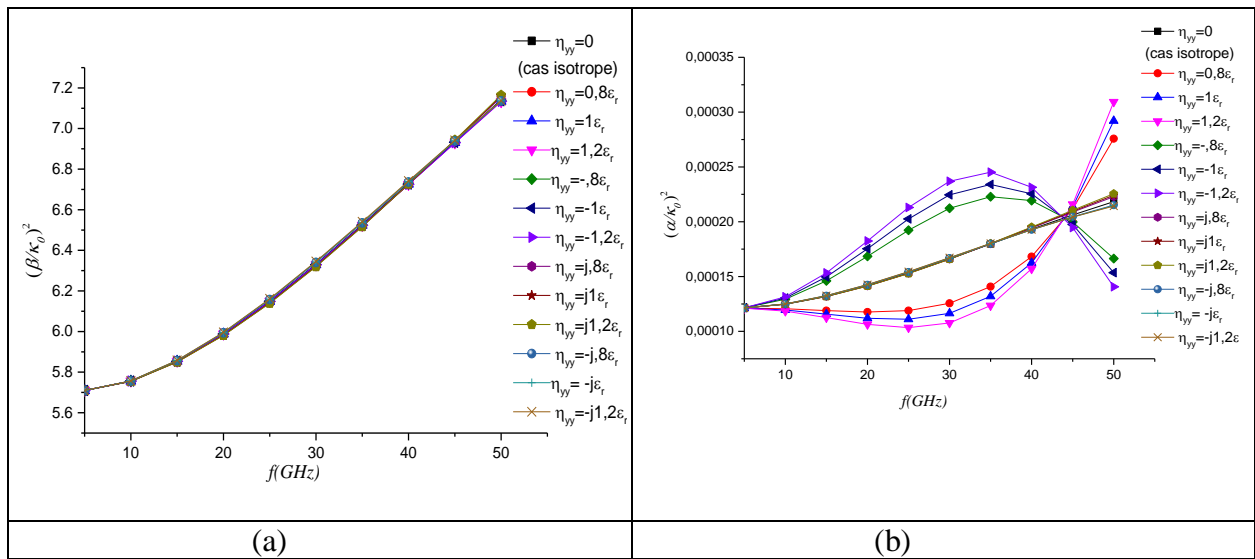


Fig.A.7. L'effet de chiralité η_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-ruban présentés à la FigureIII.2. ($a=12.7mm$, $d_1=11.43mm$, $d_2=0.5mm$, $d_3=0mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=9.35$).

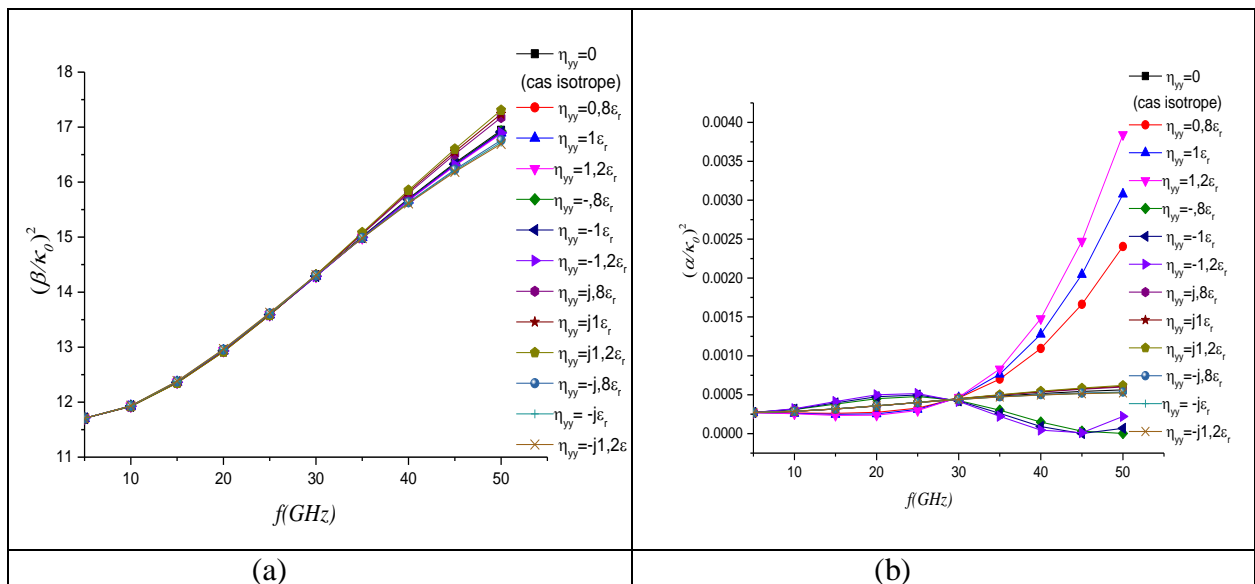
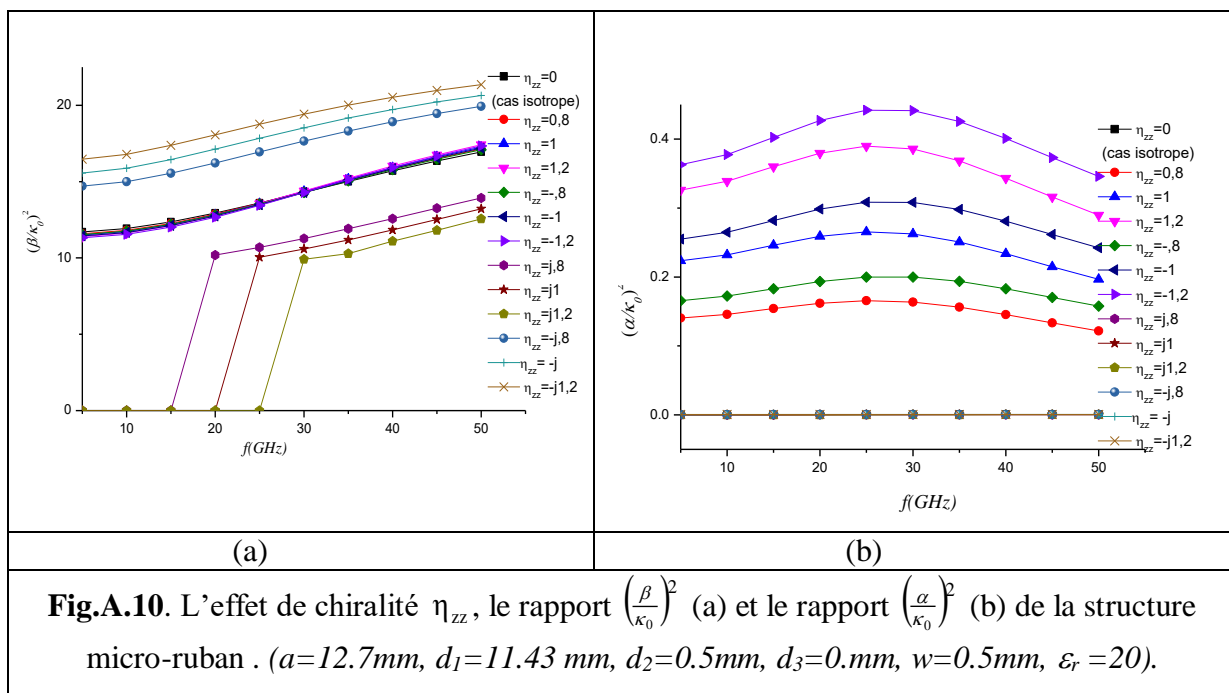
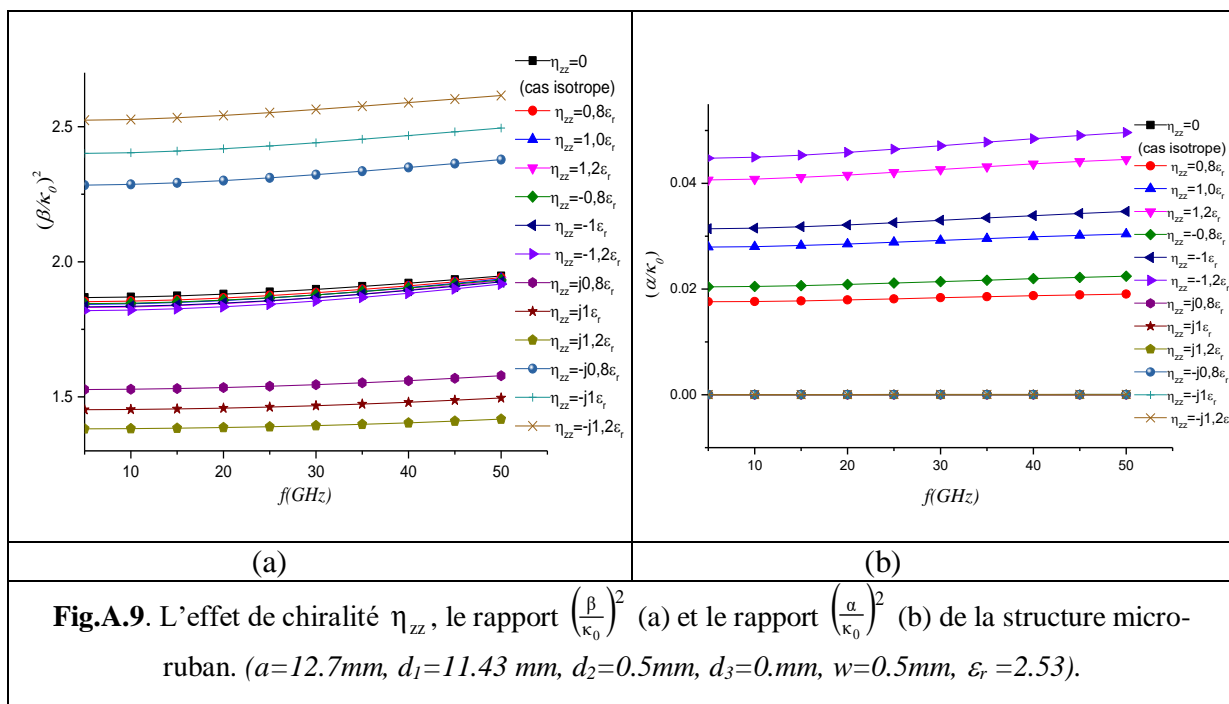


Fig.A.8. L'effet de chiralité η_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a) et le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure micro-ruban. ($a=12.7mm$, $d_1=11.43mm$, $d_2=0.5mm$, $d_3=0mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=20$).



Annexe B

Les figures suivantes présentent l'effet de la chiralité paramètre ξ et η d'une ligne coplanaire, selon ces figures sont commentées celles de chapitre (III).

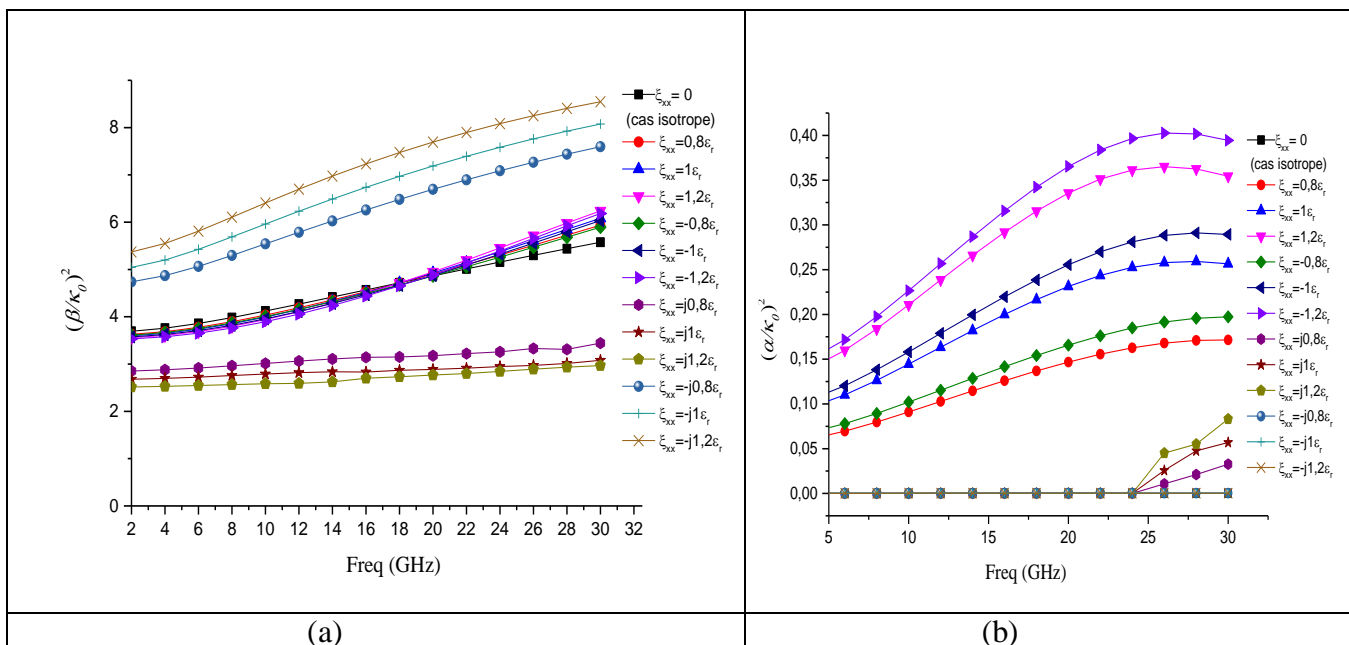


Fig.B.1. L'effet de chiralité ξ_{xx} , le rapport $(\frac{\beta}{k_0})^2$ (a), le rapport $(\frac{\alpha}{k_0})^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=9.35$).

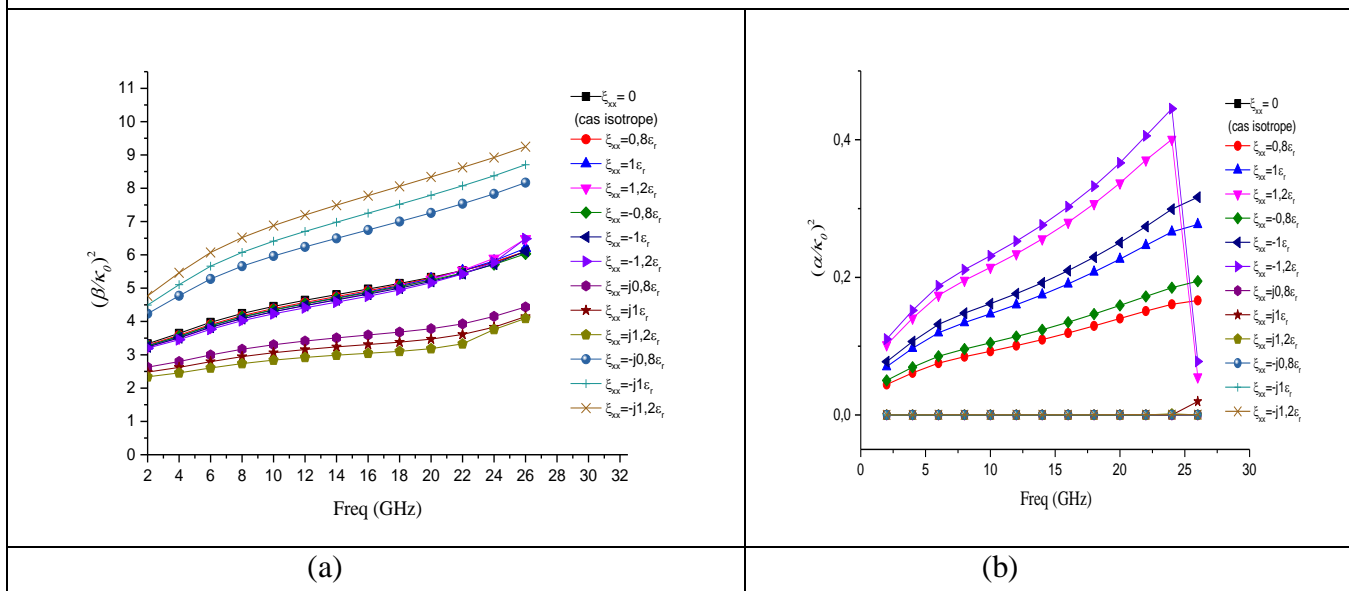


Fig.B.2. l'effet de chiralité ξ_{xx} pour le rapport $(\frac{\beta}{k_0})^2$ (a), et $(\frac{\alpha}{k_0})^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=9.35$)

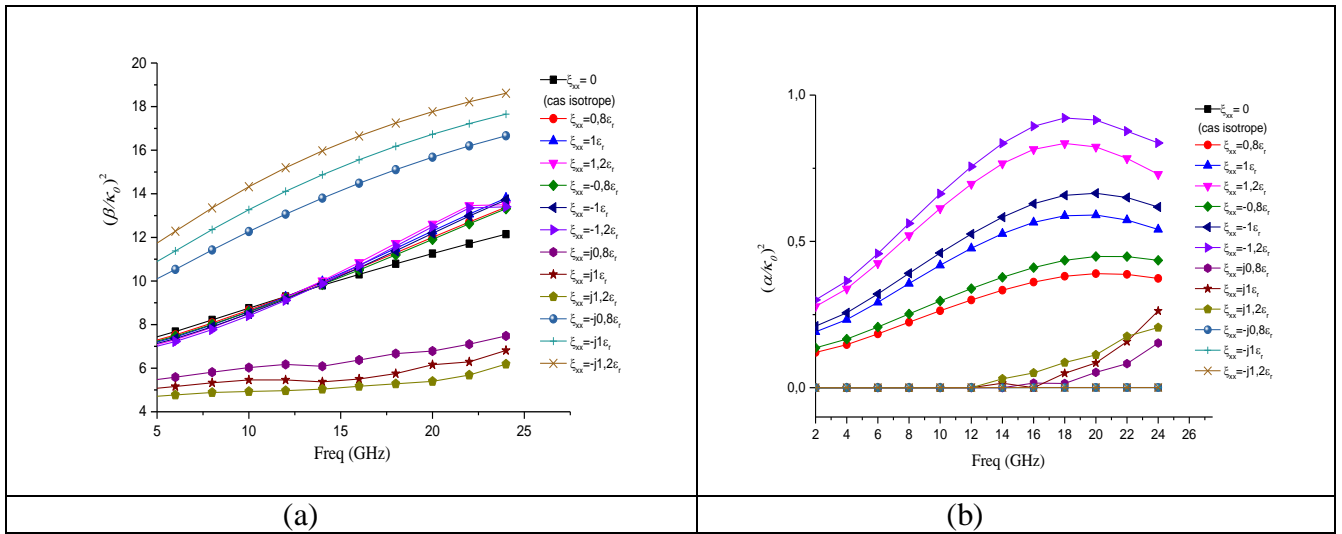


Fig.B.3. L'effet de chiralité ζ_{xx} , le rapport $(\frac{\beta}{\kappa_0})^2$ (a), le rapport $(\frac{\alpha}{\kappa_0})^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=20$).

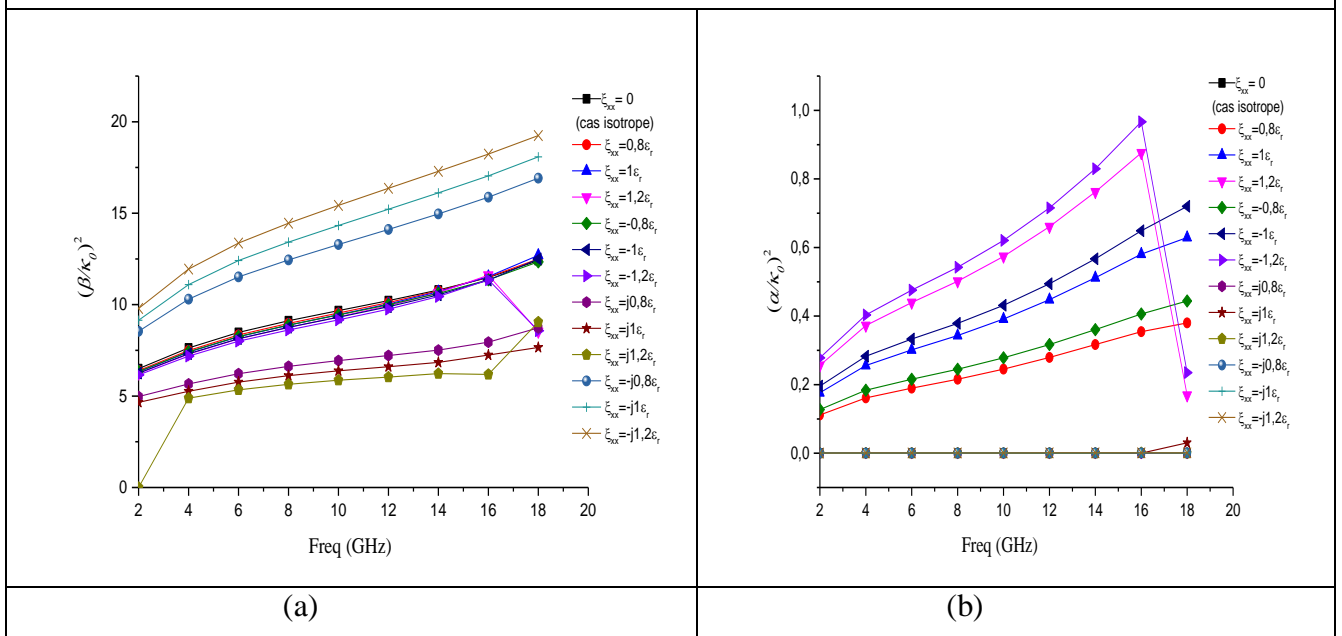


Fig.B.4. l'effet de chiralité ξ_{xx} pour le rapport $(\frac{\beta}{\kappa_0})^2$ (a), et $(\frac{\alpha}{\kappa_0})^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=20$)

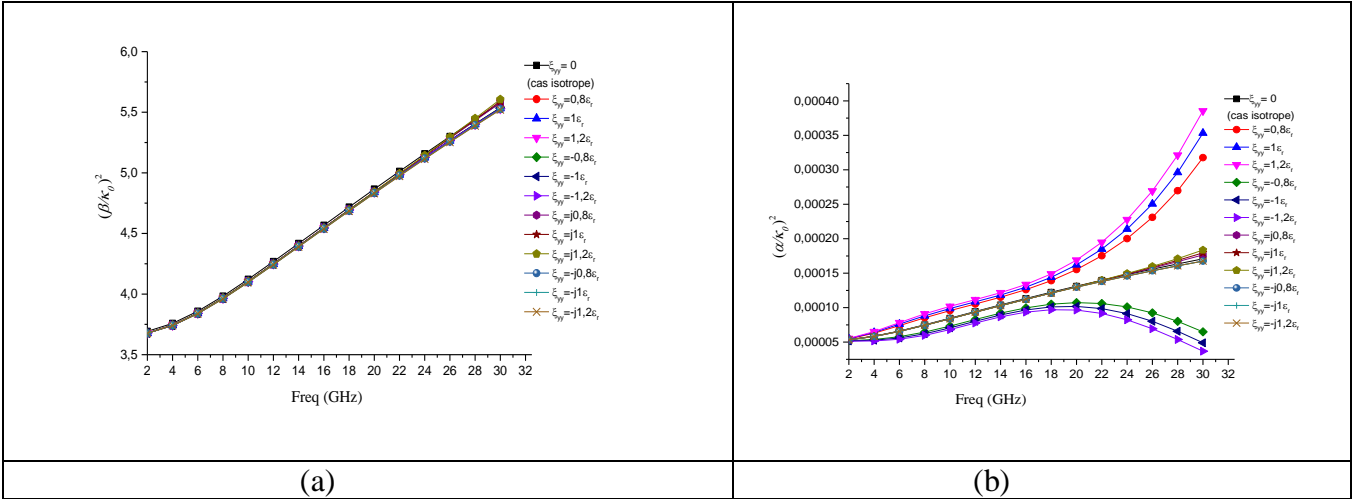


Fig.B.5. L'effet de chiralité ζ_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip uspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=9.35$).

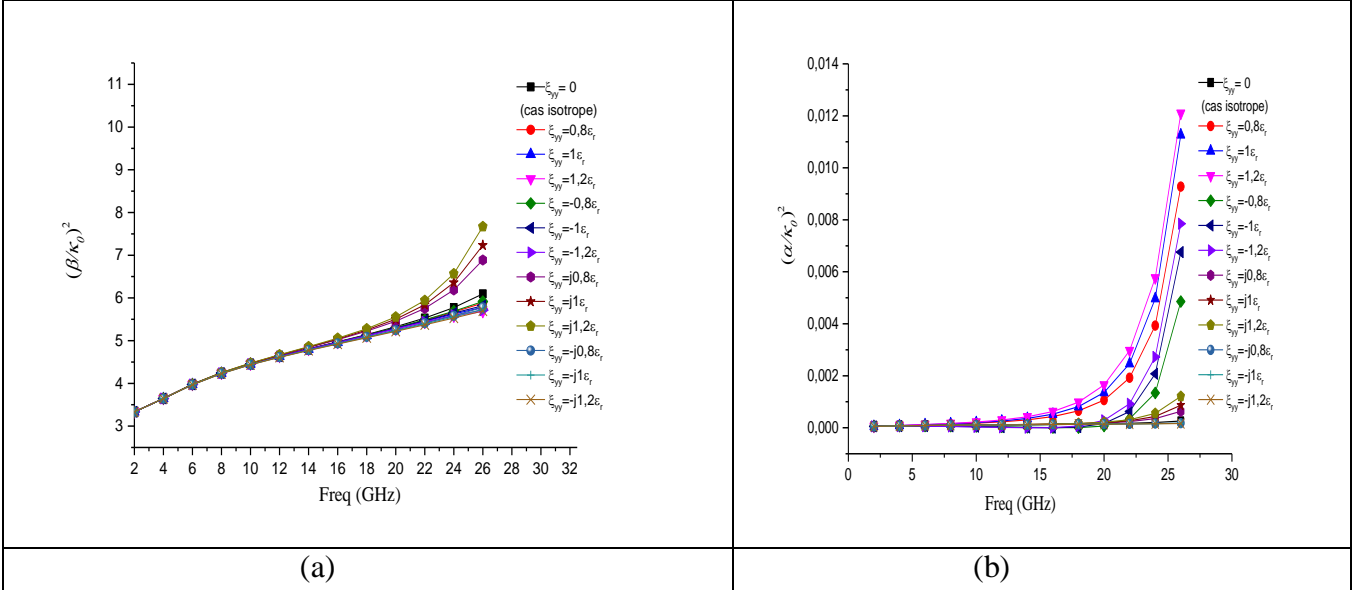


Fig.B.6. l'effet de chiralité ξ_{yy} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=9.35$)

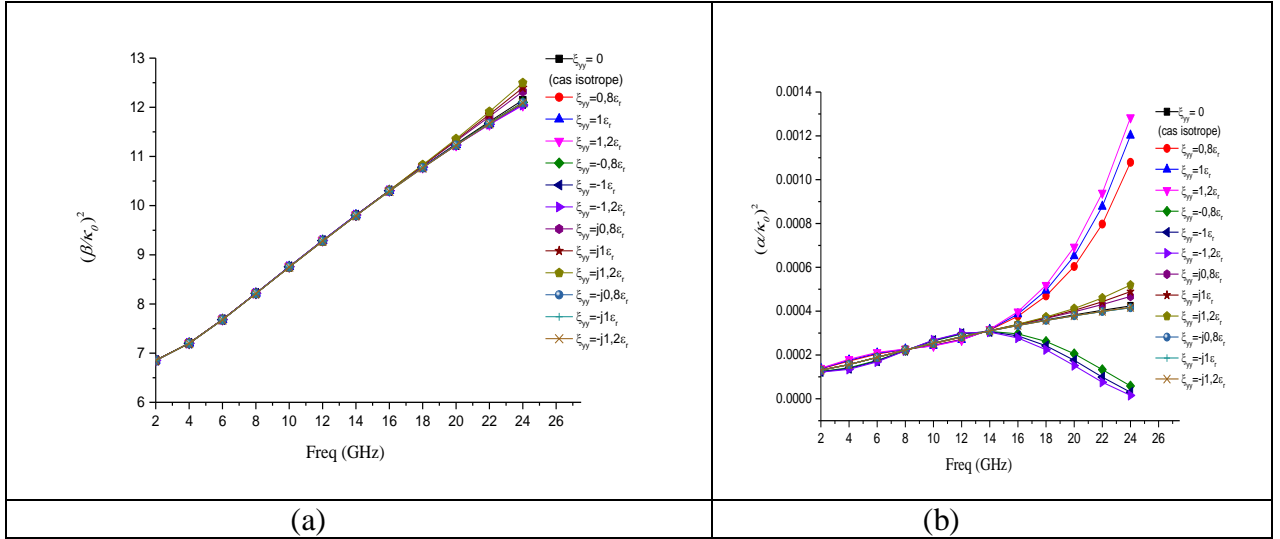


Fig.B.7. L'effet de chiralité ξ_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=20$).

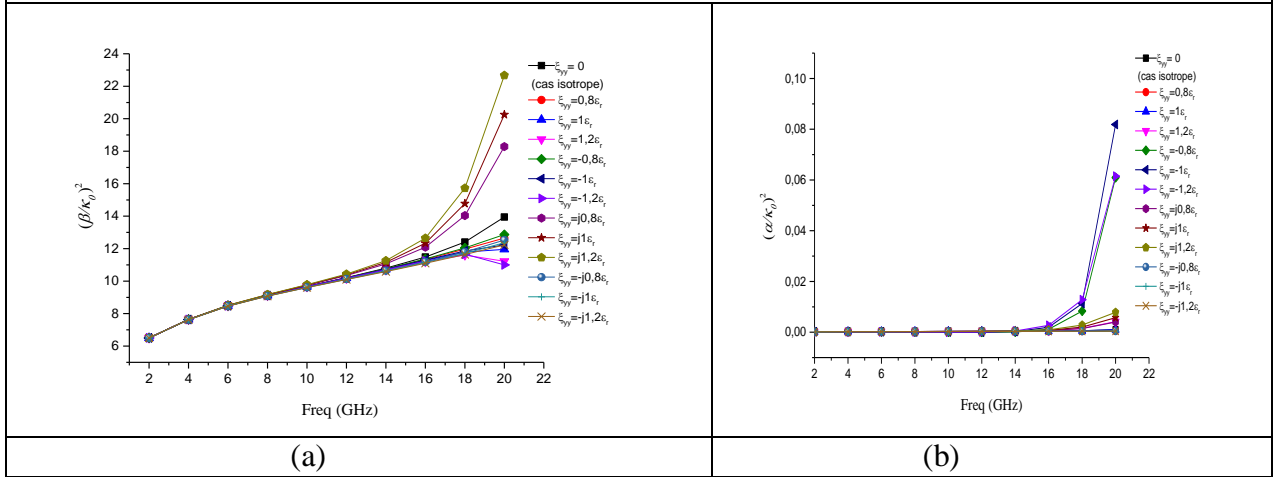


Fig.B.8. l'effet de chiralité ξ_{yy} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=20$)

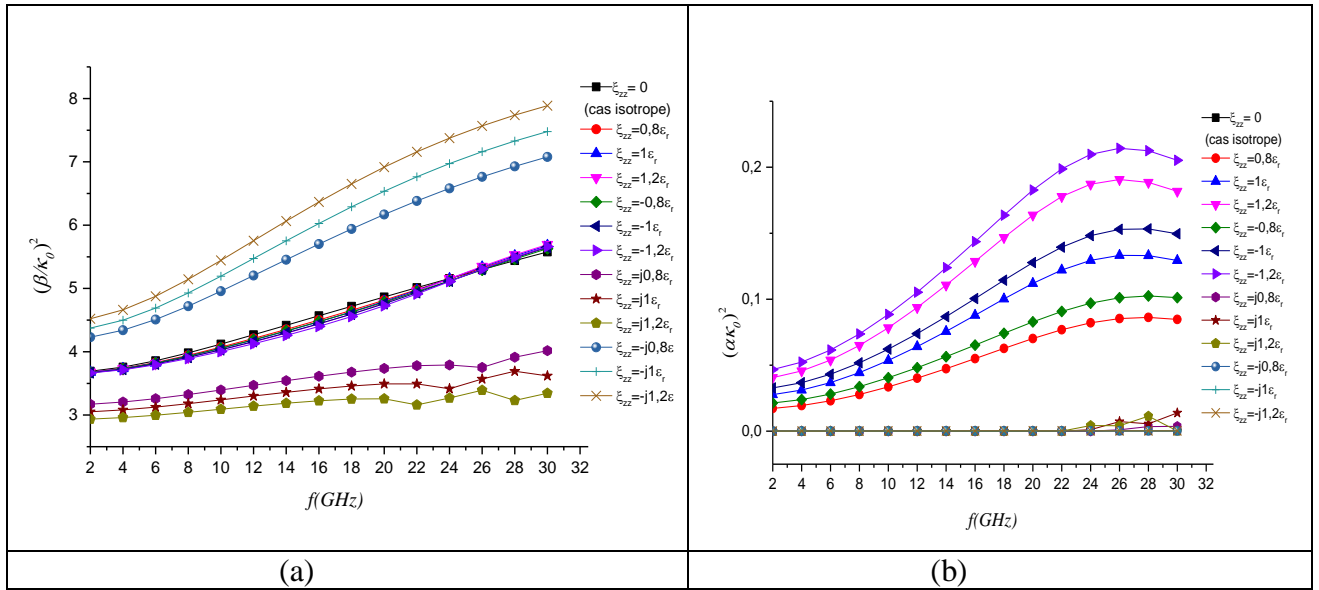


Fig.B.9. L'effet de chiralité ζ_{zz} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=9.35$).

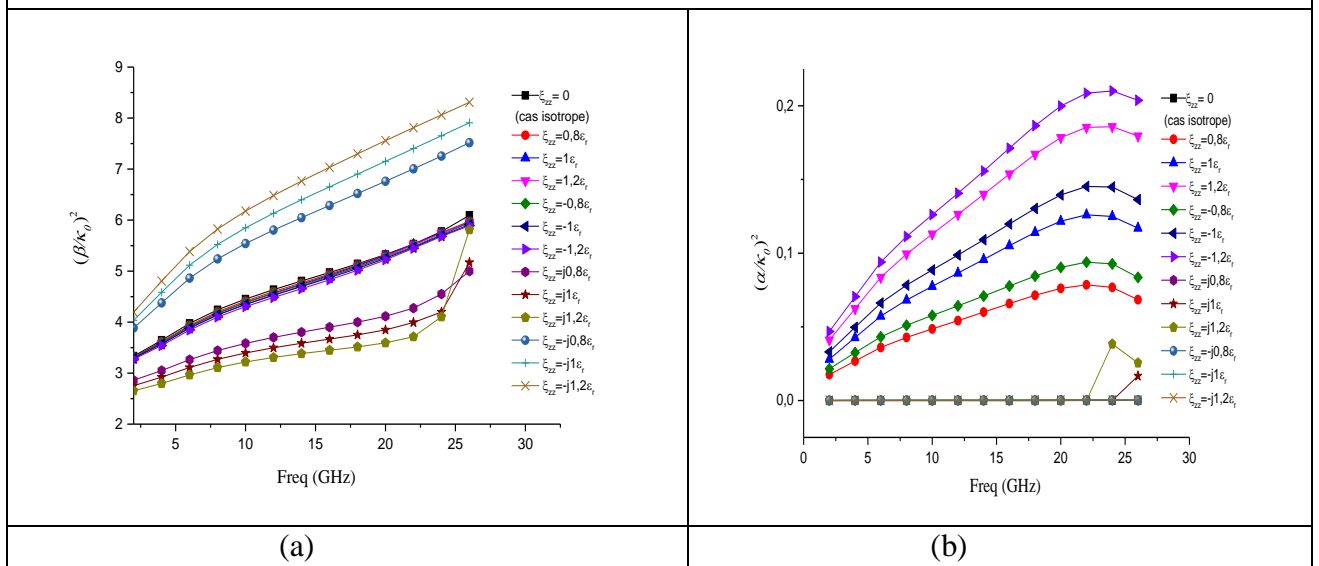


Fig.B.10. l'effet de chiralité ξ_{zz} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=9.35$)

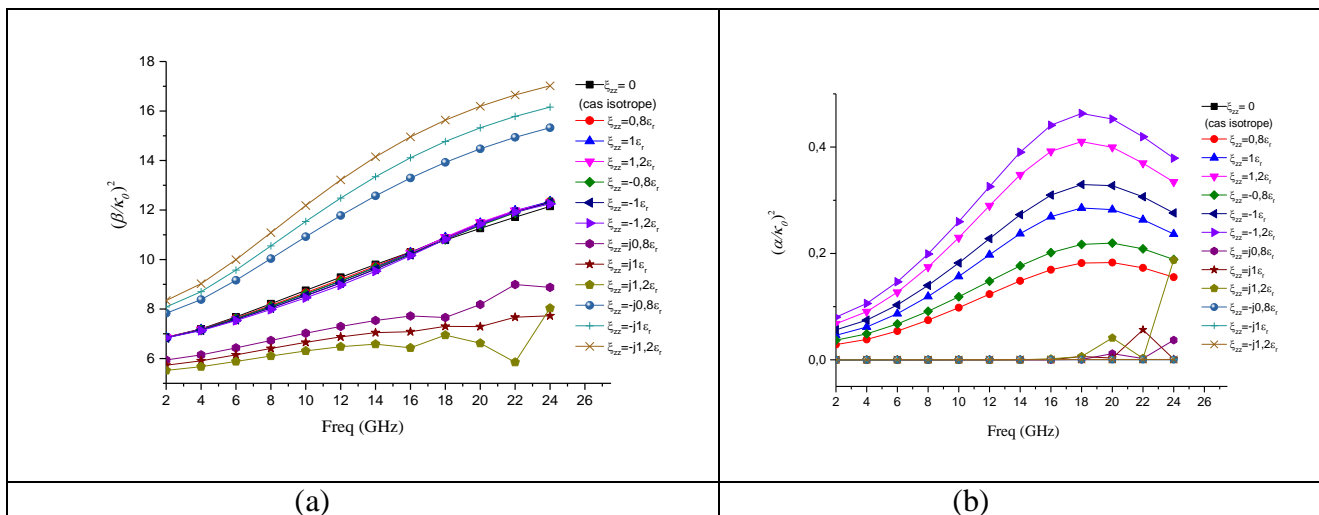


Fig.B.11. L'effet de chiralité ζ_{zz} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=20$).

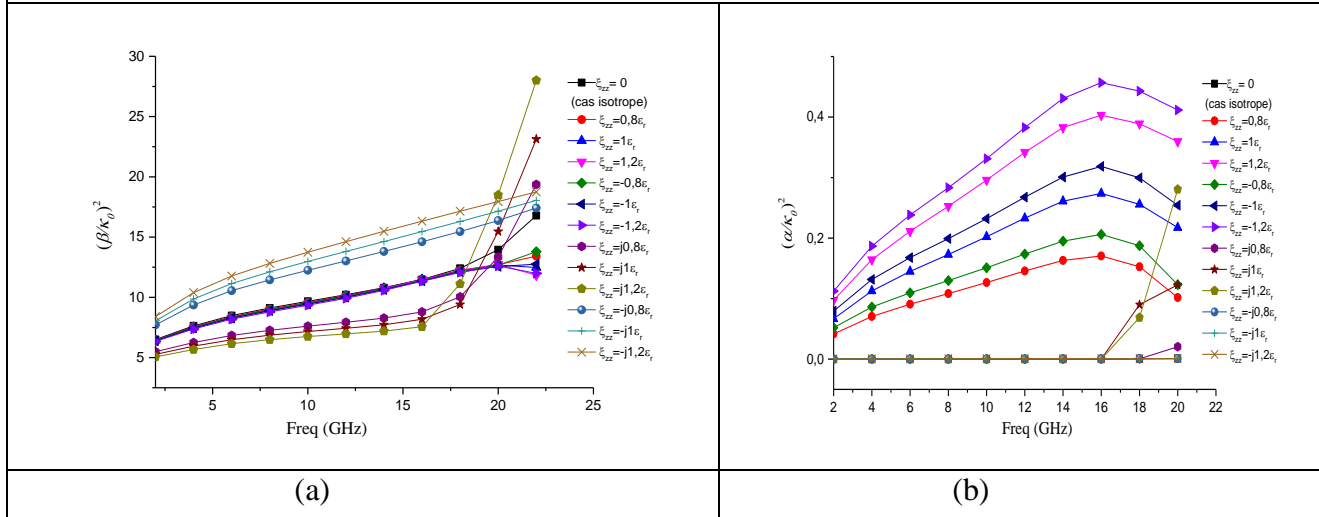


Fig.B.12. l'effet de chiralité ζ_{zz} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=20$)

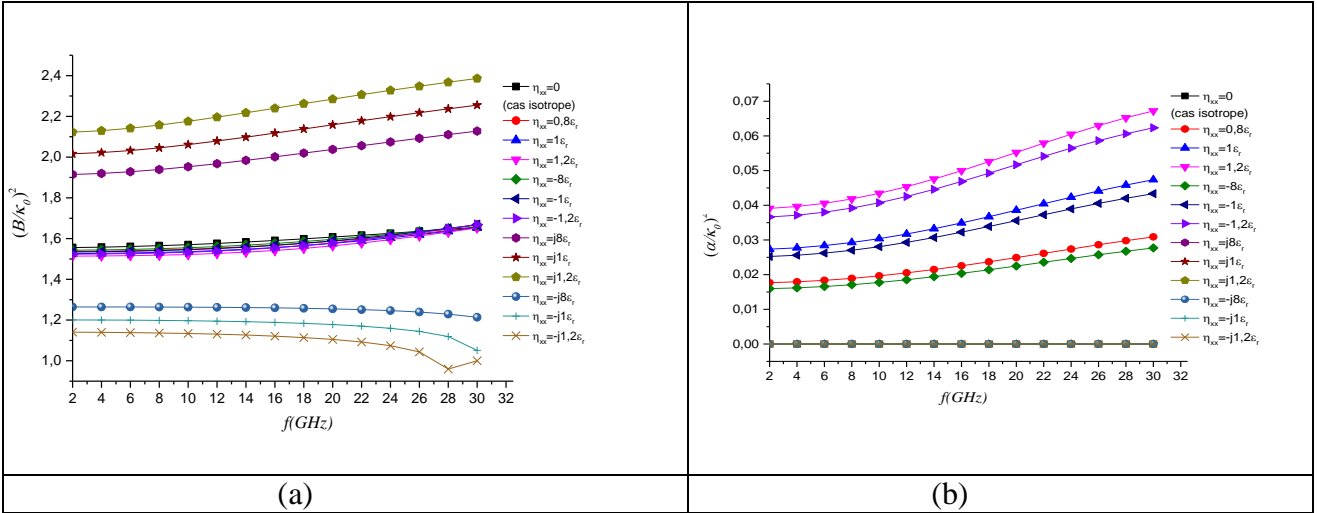


Fig.B.13. L'effet de chiralité η_{xx} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=2.53$).

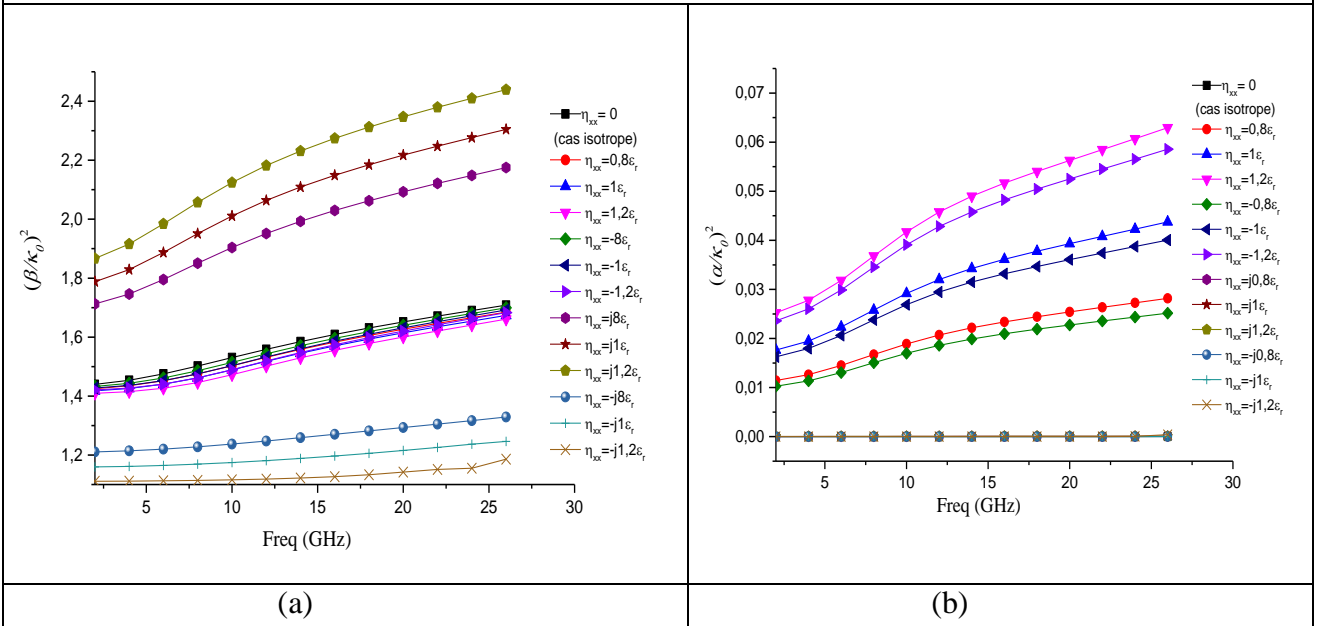


Fig.B.14. l'effet de chiralité η_{xx} , pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=2.53$)

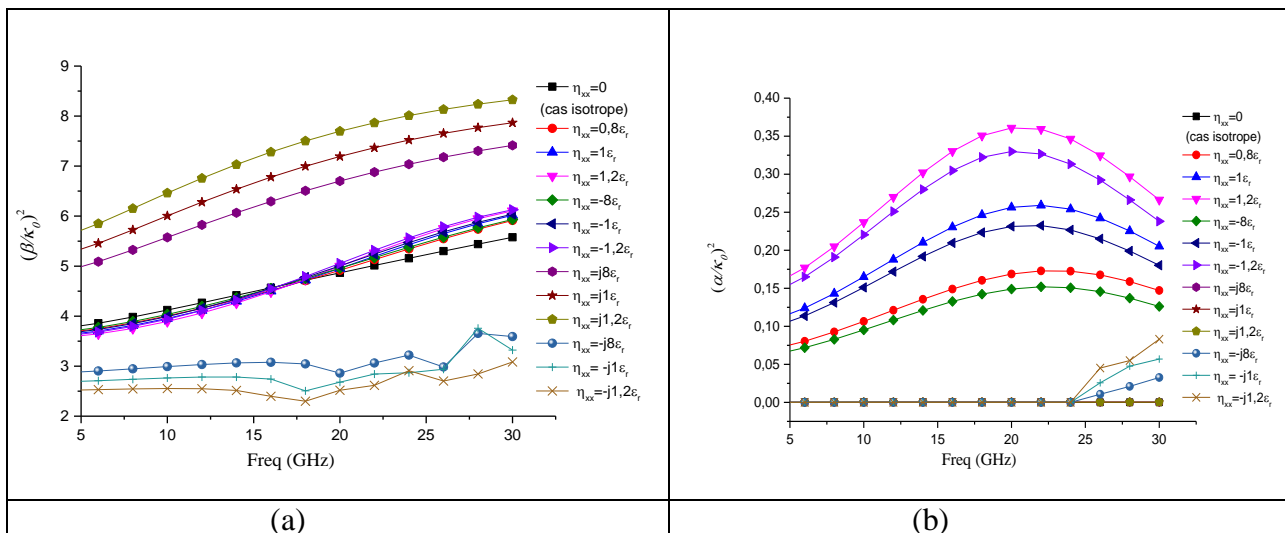


Fig.B.15. L'effet de chiralité η_{xx} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=9.35$).

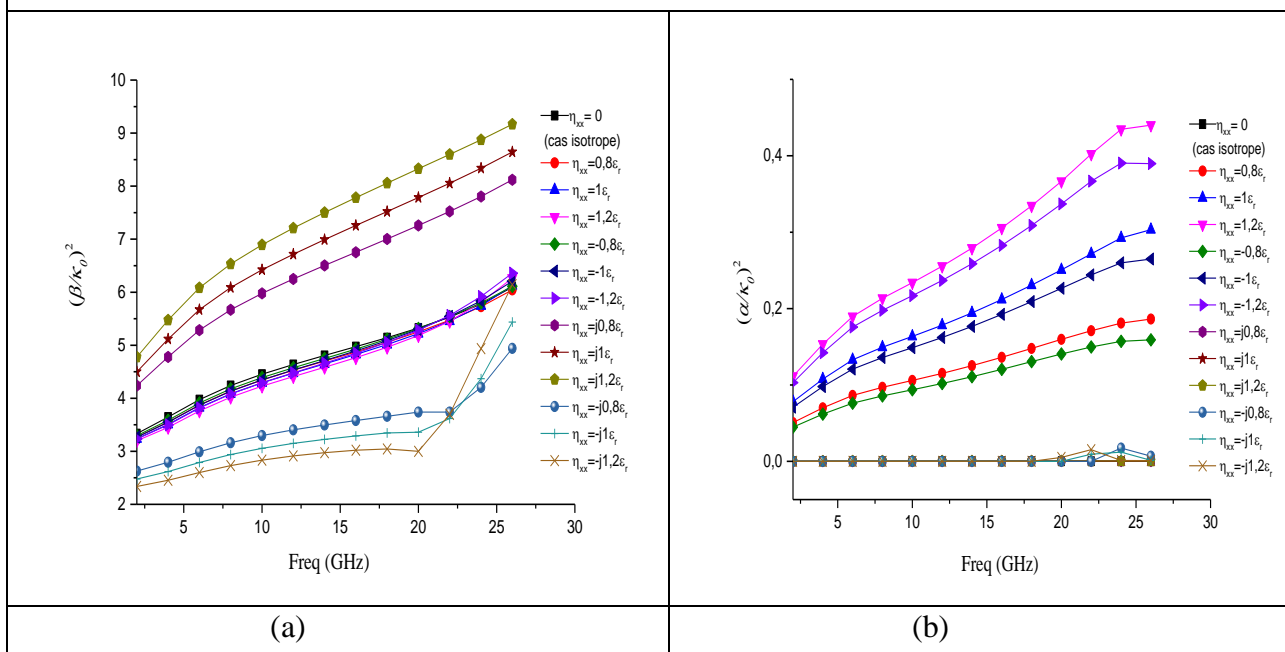


Fig.B.16. l'effet de chiralité η_{xx} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=9.35$

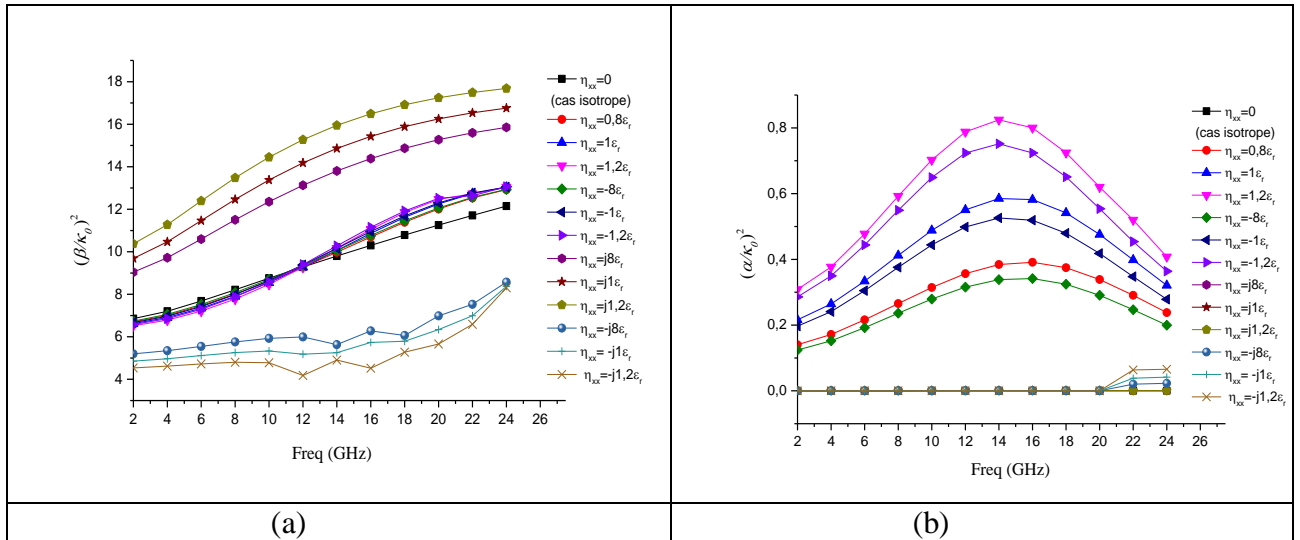


Fig.B.17. L'effet de chiralité η_{xx} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=20$).

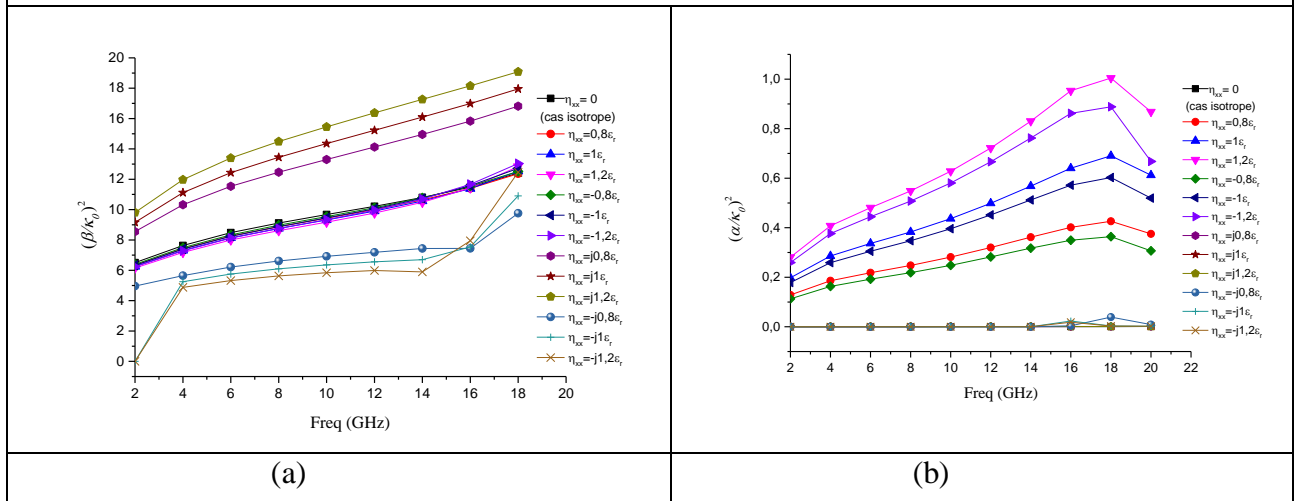


Fig.B.18. l'effet de chiralité η_{xx} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=20$)

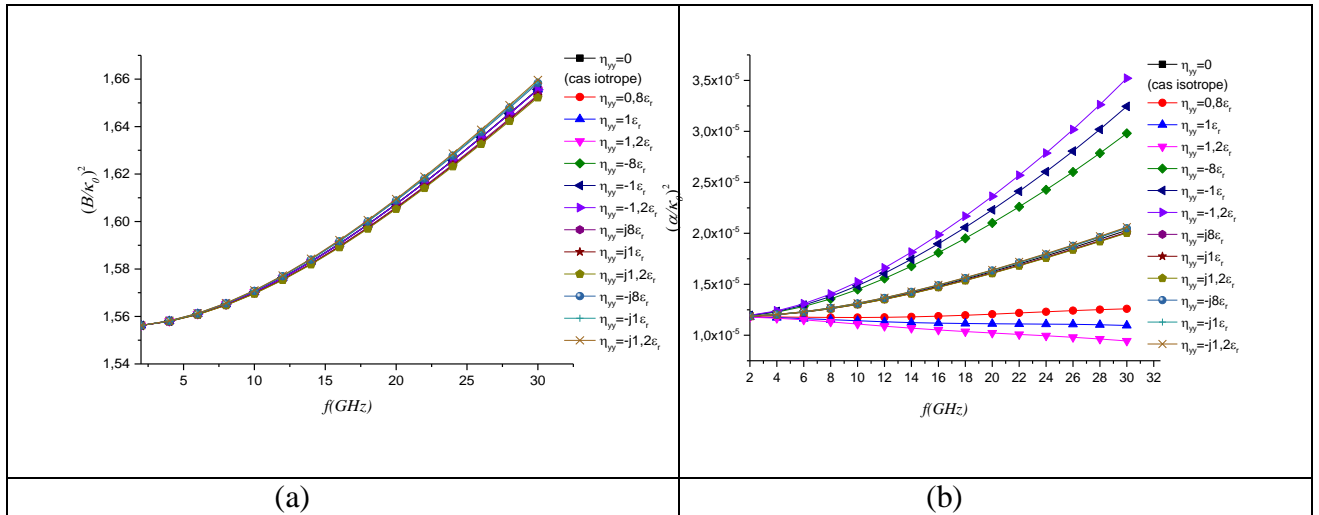


Fig.B.19. L'effet de chiralité η_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=2.53$).

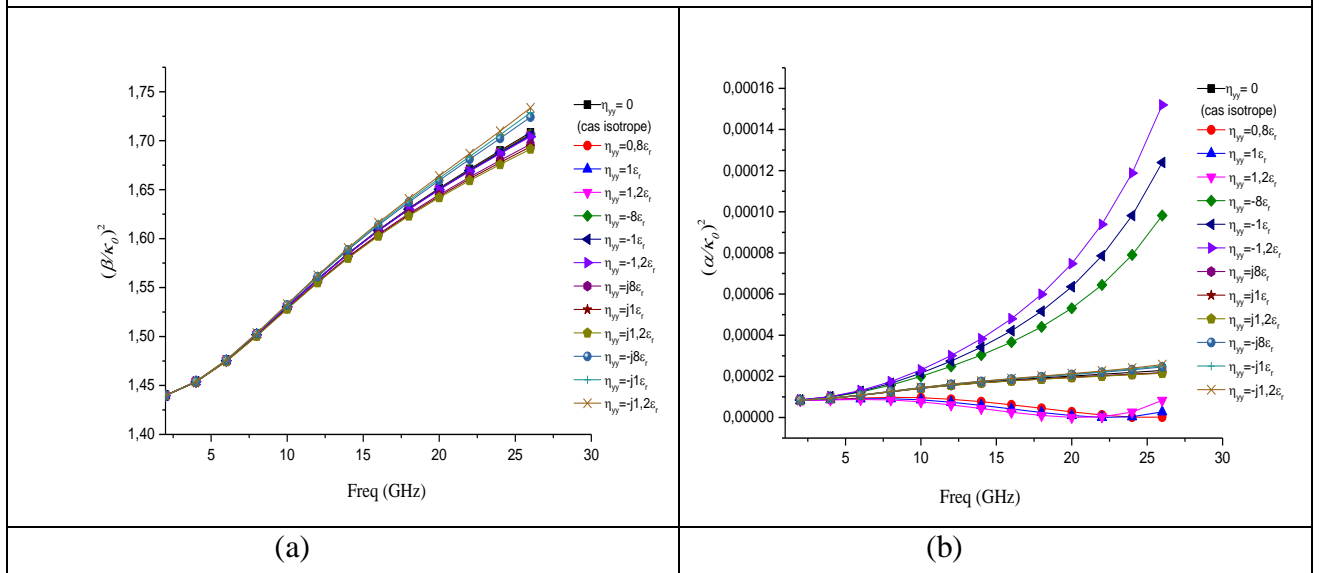


Fig.B.20. l'effet de chiralité η_{yy} , pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=2.53$)

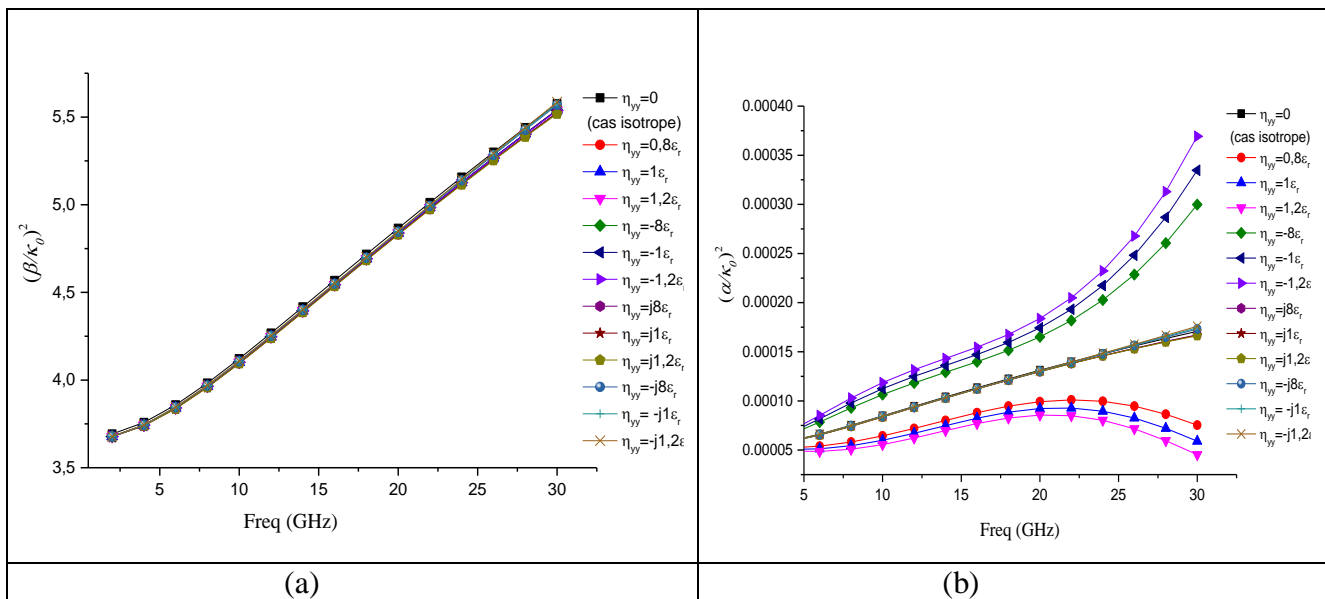


Fig.B.21. L'effet de chiralité η_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=9.35$).

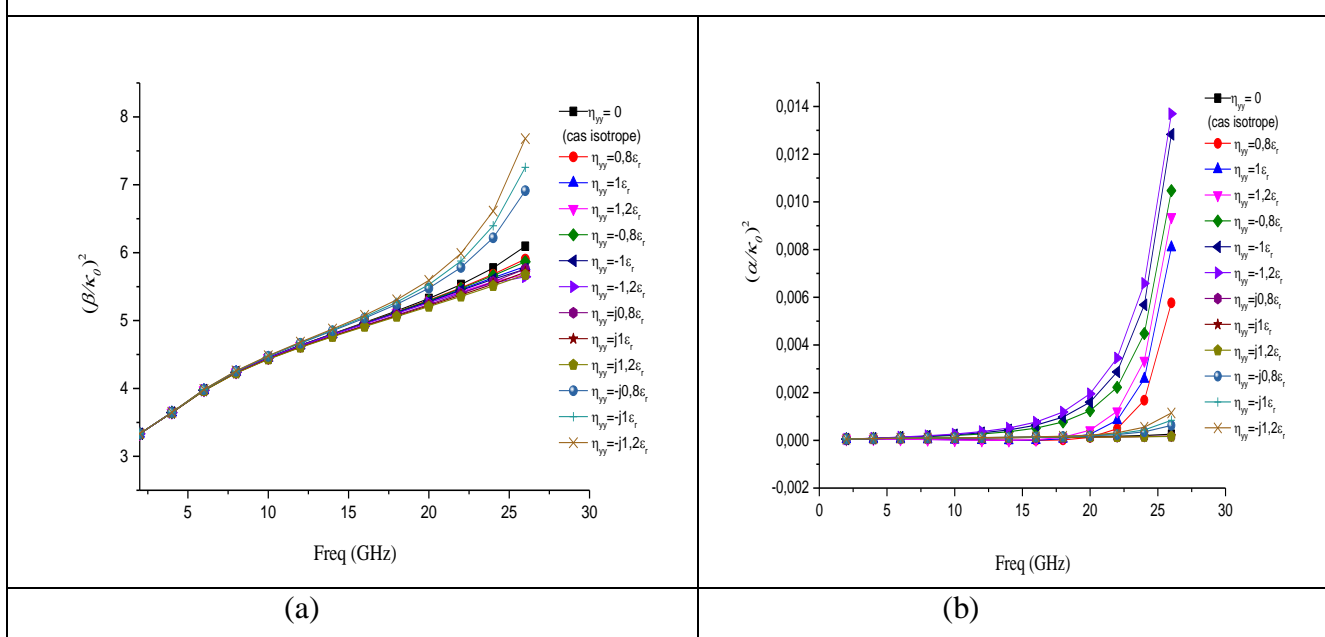


Fig.B.22. l'effet de chiralité η_{yy} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ ratio (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ ratio (b) de la structure coplanaire suspendue. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=9.35$)

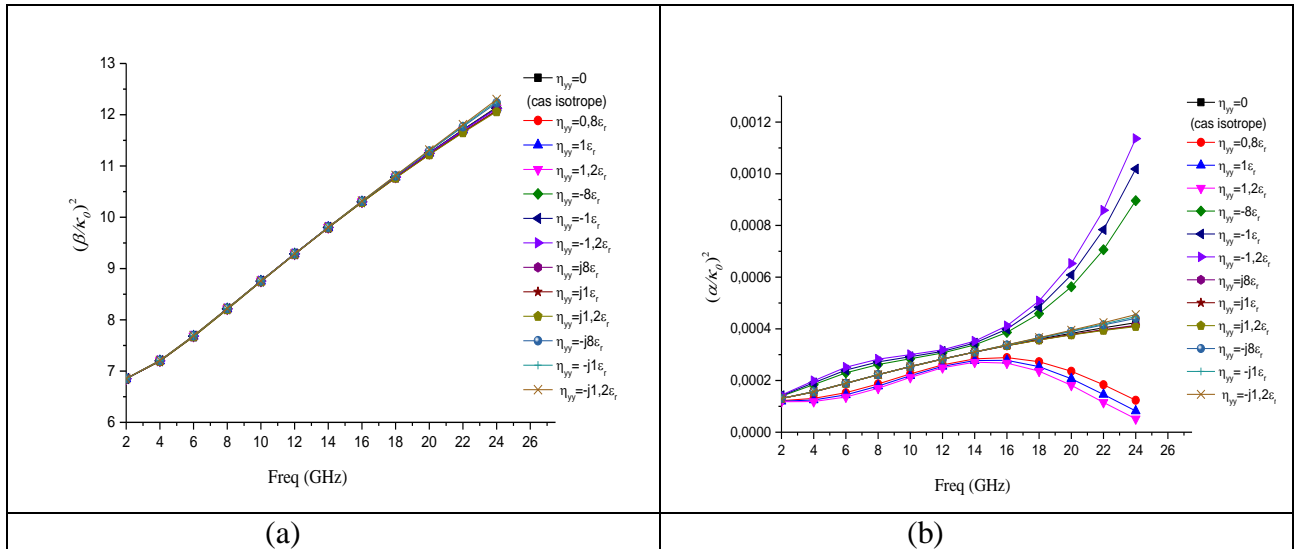


Fig.B.23. L'effet de chiralité η_{yy} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=20$).

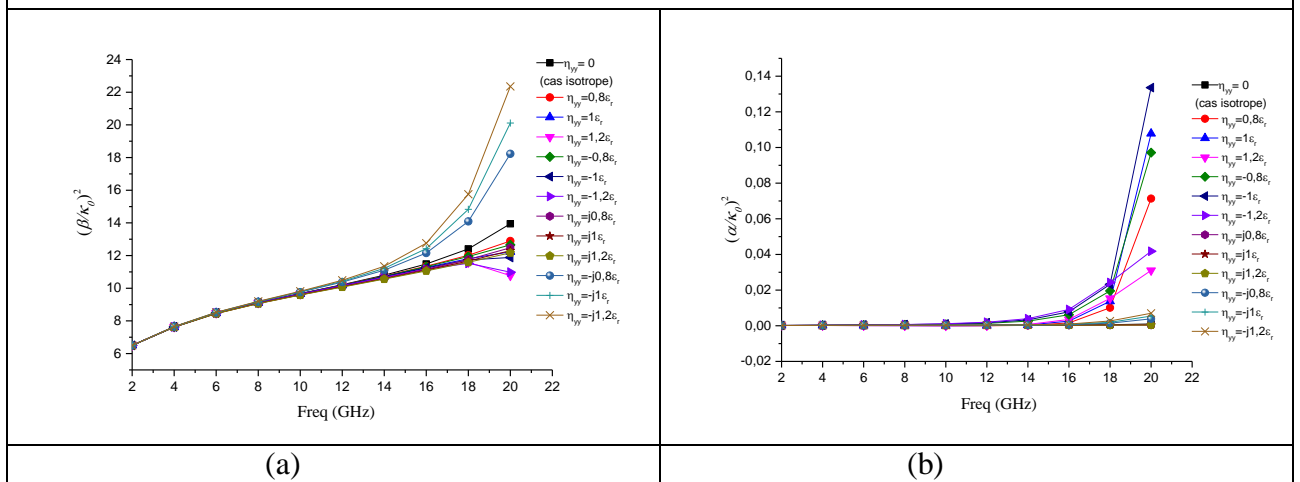


Fig.B.24. l'effet de chiralité η_{yy} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=20$)

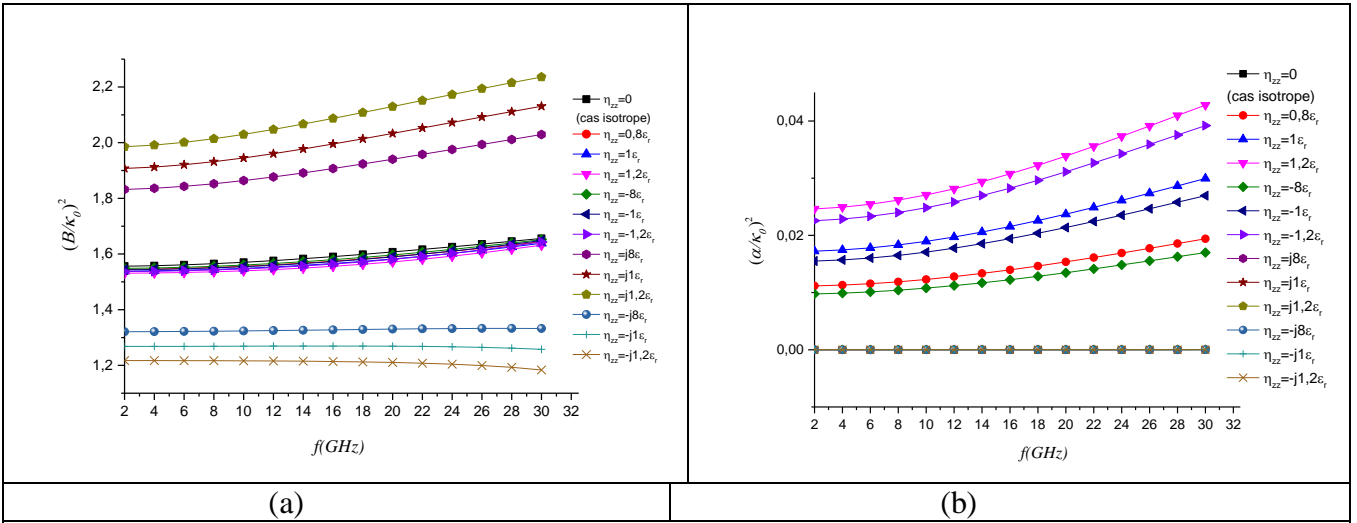


Fig.B.25. L'effet de chiralité η_{zz} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($a=12.7mm, d_1=4.5mm, d_2=1.0mm, d_3=4.5mm, w=0.5mm, \epsilon_r=2.53$).

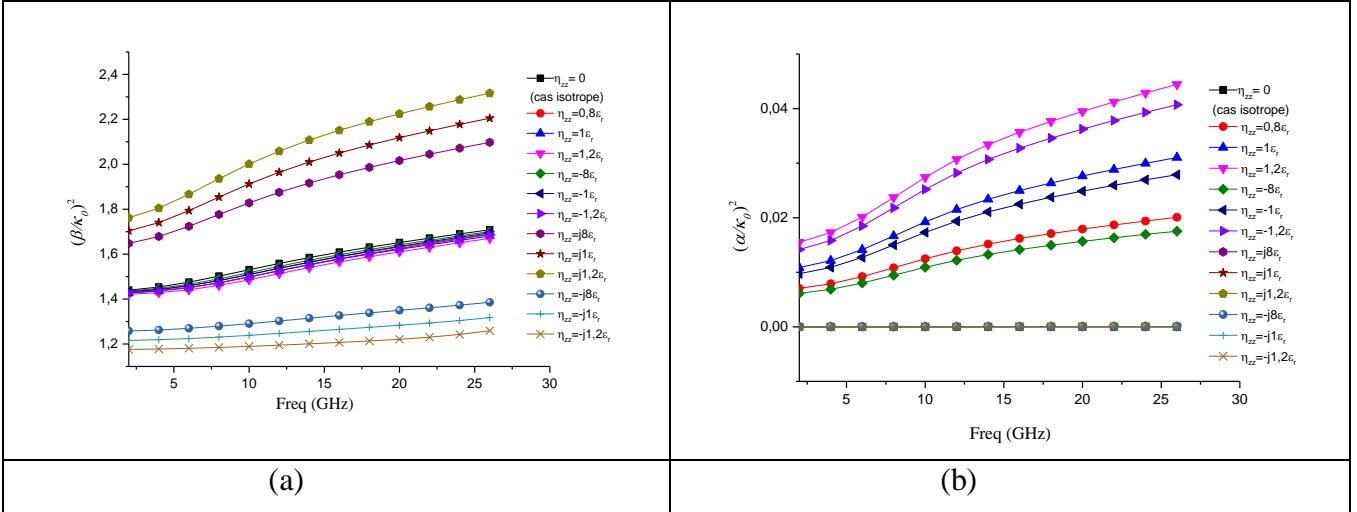


Fig.B.26. l'effet de chiralité η_{zz} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($a=20mm, d1=4.5mm, d2=1mm, d3=4.5mm, w=2mm, s=2mm, \epsilon_r=2.53$)

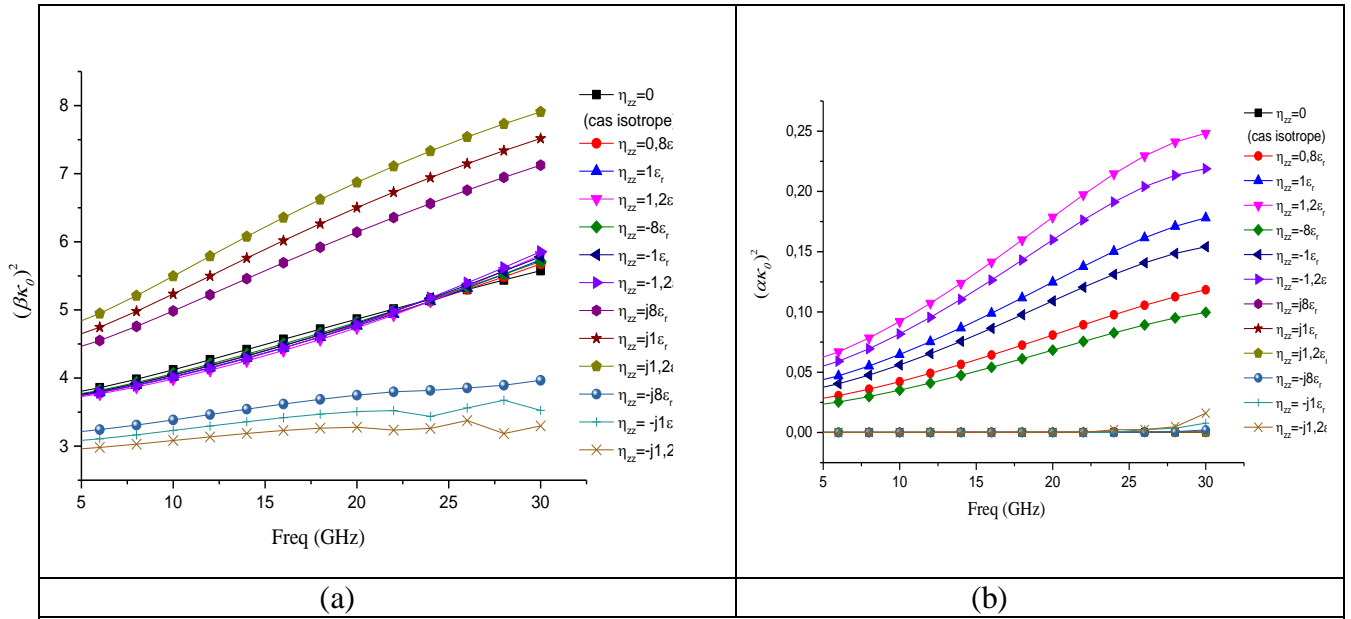


Fig.B.27. L'effet de chiralité η_{zz} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=9.35$).

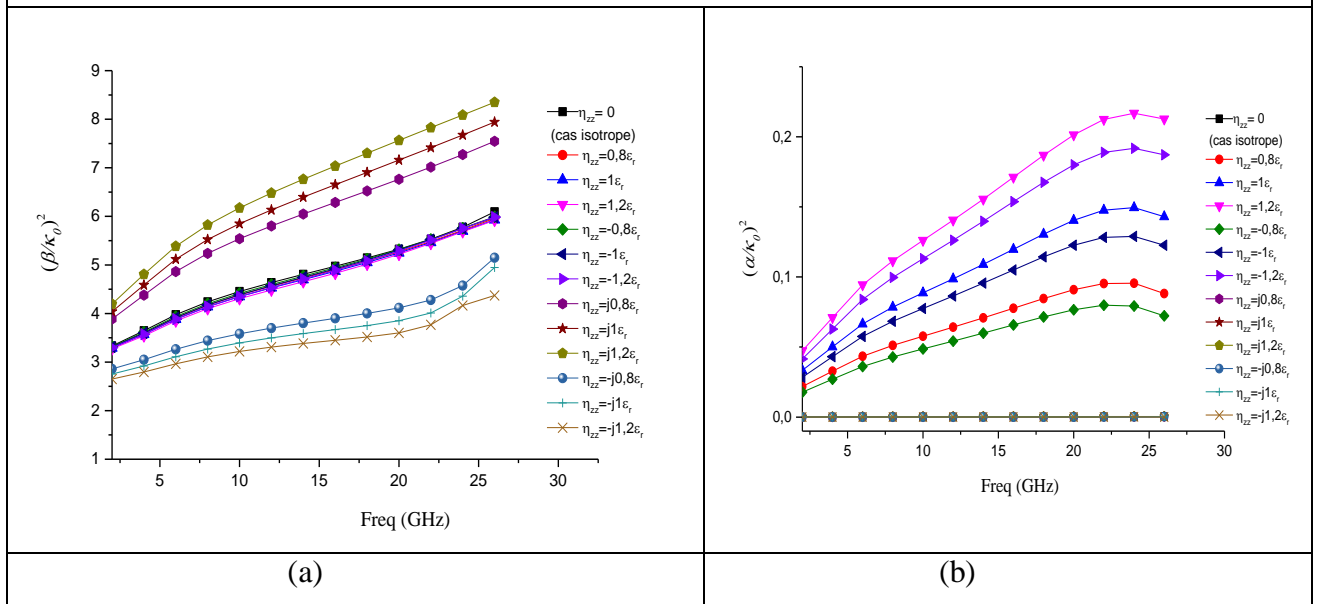


Fig.B.28. l'effet de chiralité η_{zz} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ ratio (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ ratio (b) de la structure coplanaire suspendue. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=9.35$)

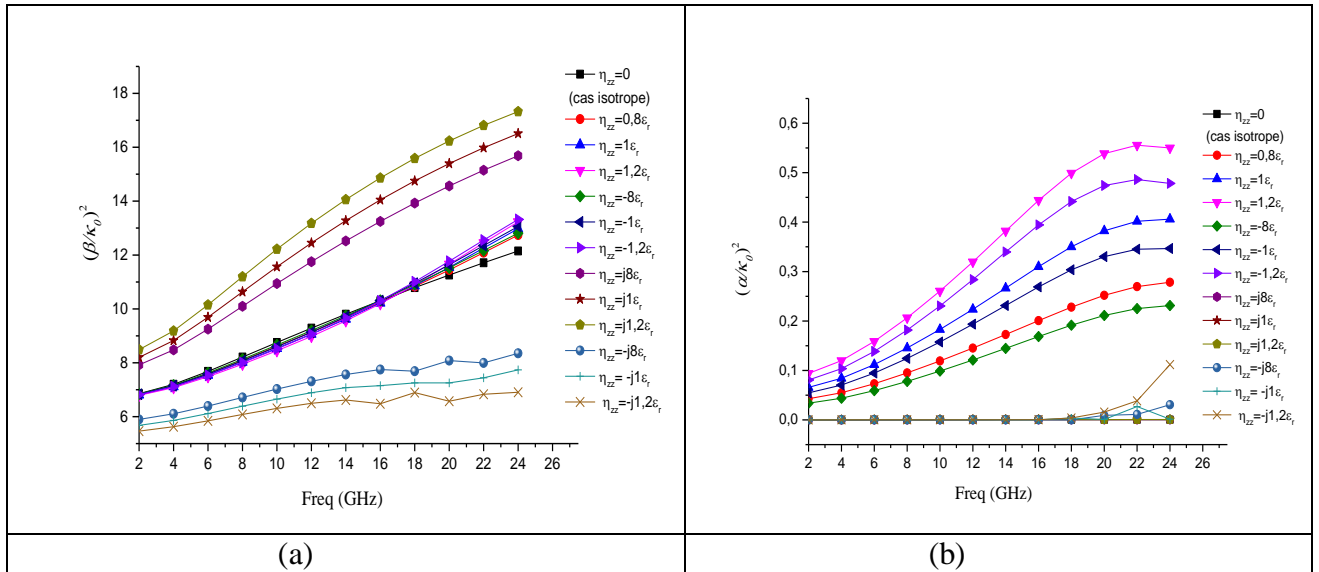


Fig.B.29. L'effet de chiralité η_{zz} , le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), le rapport $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure microstrip suspendue. ($a=12.7mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1.0mm$, $d_3=4.5mm$, $w=0.5mm$, $\epsilon_r=20$).

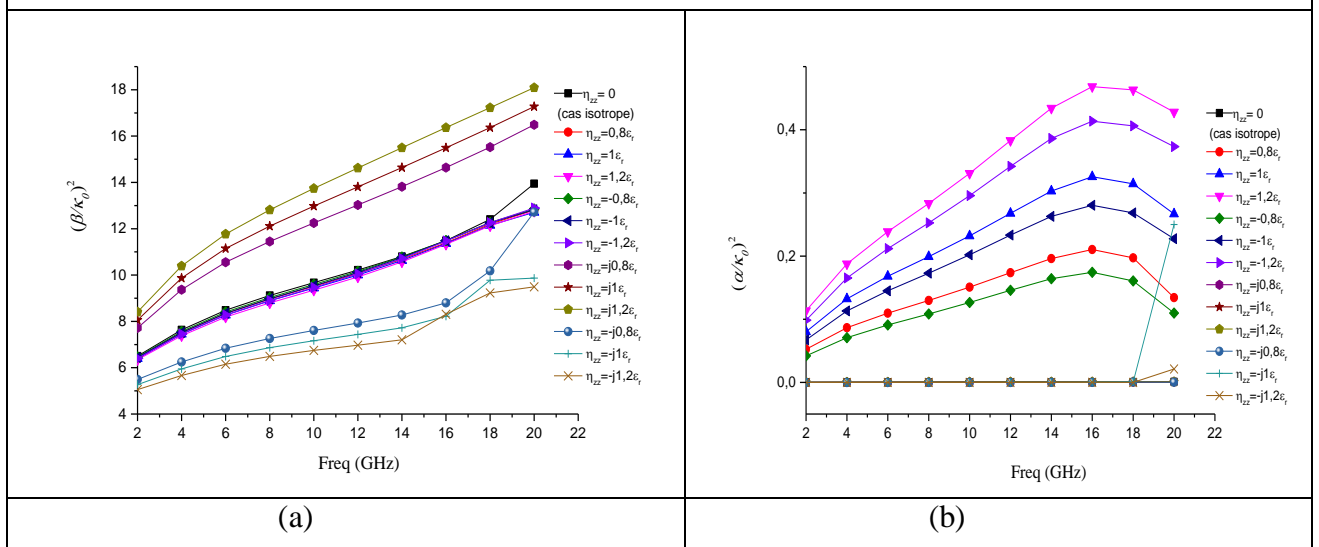


Fig.B.30. l'effet de chiralité η_{zz} pour le rapport $\left(\frac{\beta}{\kappa_0}\right)^2$ (a), et $\left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2$ (b) de la structure coplanaire suspendue. ($a=20mm$, $d_1=4.5mm$, $d_2=1mm$, $d_3=4.5mm$, $w=2mm$, $s=2mm$, $\epsilon_r=20$)

Résumé :

Dans ce travail de recherche, la modélisation de quelque type de lignes de transmission blindées telles que : ligne micro-ruban, ligne micro-strip suspendue et ligne coplanaire suspendue implantées sur un substrat ayant des propriétés électromagnétiques complexes a été effectuée en utilisant la Technique de la Matrice Exponentielle Généralisée dans le domaine spectral combinée avec la procédure de Galerkin.

Une nouvelle approche de formulation matricielle analytique pour la caractérisation des structures planaires imprimées sur un substrat complexe bi-anisotrope est exposée en détails. L'approche est fondée sur la Technique de la Matrice Exponentielle Généralisée (GEMT) combinée avec la méthode des moments procédure de Galerkin. C'est une approche robuste qui utilise exclusivement des formulations matricielles débutant par les équations de Maxwell jusqu'à la dérivation d'une forme compacte du tenseur de Green associé à la structure étudiée.

La complexité réduite et la fondation de simplicité de calcul de l'approche appliquée nous ont vraiment incité à étudier le cas de substrats complexes bi-anisotropes (chiraux). La complexité du milieu est exprimée par une forme de tenseurs pleins des quatre paramètres constitutifs : permittivité, perméabilité et paramètres magnétoélectriques chacun est représenté par une matrice de neuf éléments. Avec considération, pour la première fois, des pertes diélectriques dans les substrats.

Une multitude de résultats divers et intéressants a été obtenue et est en bonne concordance avec la littérature. Parmi lesquels on a interprété uniquement les cas d'applications exploitables.

Abstract :

In this research work, the modeling of some type of shielded transmission lines such as: microstrip, suspended microstrip and suspended coplanar line on a substrate having a complex electromagnetic property has been developed using the Generalised Exponential Matrix Technique in the spectral domain combined with the Galerkin procedure.

A new analytical matrix formulation approach for the characterization of a planar structure printed on a complex medium is presented in details. The approach is based on the Generalized Exponential Matrix Technique (GEMT) combined with the method of moments and Galerkin's procedure. The presented mathematical calculation development is a robust approach that exclusively uses matrix formulations starting from Maxwell's equations until the derivation of a compact form of the Green's tensor associated to the studied structure.

Reduced complexity and calculation simplicity foundation of the applied approach have actually incited us to consider the case study of a complex lossy bi-anisotropic substrate medium transmission lines. Moreover, we successfully applied it to the case of multilayer structures including resonators. A full tensor form of all four constitutive parameters expresses the complexity of the medium: permittivity, permeability and magneto-electric parameters; each one is represented by a nine-element tensor, taking into account, for the first time, the substrate dielectric losses.

A multitude of diverse and interesting results has been obtained, which are consistent with the literature. Among them, only the cases of exploitable applications have been interpreted.

ملخص

تناولنا في هذا البحث نماذج عن بعض أنواع خطوط النقل المدرعة منها : خط نقل ذي شريط ناقل دقيق (ميكروستريب) و خط نقل ذو ثلاث أشرطة ناقلة دقيقة مطبوع على ركيزة ذات وسط معقد البنية ذي خواص مزدوجة التباين يتميز بعوامل البنية التأسيسية على شكل مصفوفات مليئة.

تم تقديم عرض مفصل لمقاربة تحليلية مصفوفاتية جديدة لتوصيف خطوط نقل مطبوعة على ركيزة ذات وسط معقد البنية ذي خواص مزدوجة التباين. المقاربة تعتمد على نظرية المصفوفة الأسية المعممة وطريقة كالاركين (Galerkin). تعتمد المقاربة المعروضة حصريا على اشتقاق عبارات رياضية على شكل مصفوفات انطلاقا من معادلات ماكسويل إلى غاية استنتاج دوال غرين (Green) المرصوصة الخاصة بالحالة المدروسة.

نقص التعقيد وسهولة توصيف البنية التي تتميز بها هذه المقاربة، في الحقيقة شجعنا على دراسة حالة الركيزة ذات وسط معقد البنية (كيرال) والتي تتميز بعامل البنية التأسيسية على شكل مصفوفات مليئة لكل معاملات المادة. و فوق ذلك، تم وبنجاح تطبيق هذه المقاربة على البنيات متعددة الطبقات بما فيها البنية الرنانة. بالإضافة إلى اعتبار ولأول مرة الفقد في عازل الركيزة.

تحصلنا في هذا العمل على نتائج هامة وأصلية متوافقة مع النتائج العلمية المنشورة. كما قمنا فقط بعرض ومناقشة تلك الأكثر أهمية والتي لها قابلية للاستغلال العملي.