

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Frères Mentouri Constantine 1
Faculté des Sciences de la Technologie
Département d'Electronique

N° d'ordre : 72/DS/2023

Série :03/elect/2023

Thèse

Préparée au sein du :

Laboratoire d'Electromagnétisme et de Télécommunications (LET)

Présentée pour l'obtention du diplôme de :

Doctorat en Sciences en Electronique

Thème

**Etude Quasi-TEM et Simulation Electromagnétique
de Structures Planaires Multicouches et Dispositifs en
Technologie Micro-ruban**

Par : BOUOUDEN Ali

Soutenue le : 11-01-2024

Devant le jury composé de :

Mr Benhabiles Med Taoufik	Prof. Université Frères Mentouri Constantine 1	Président
Mr Riabi Mohamed Lahdi	Prof. Université Frères Mentouri Constantine 1	Rapporteur
Mr Belarbi Khaled	Prof. Ecole Nationale Polytechnique Constantine	Extérieur
Mr Benatia Djamel	Prof. Université Batna 2	Extérieur
Mr Bouchemat Mohamed	Prof. Université Frères Mentouri Constantine 1	Membre
Mlle Thabet Rawdha	MCA Université Frères Mentouri Constantine 1	Membre invité

Dédicaces

Je dédie cette thèse en premier à ma mère

A la mémoire de mon Père, mon frère, ma sœur.

A ma femme

A mes enfants

A mes Sœurs et A mes frères

A Toutes la famille Bououden, Toubal, Boulemnacker

A mes amis

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.

Ce travail a été effectué au sein de l'équipe de recherche en modélisation électromagnétique du laboratoire d'Electromagnétisme et de Télécommunications (LET) de l'université Frères Mentouri- Constantine 1.

Je tiens en premier lieu à remercier Monsieur Mohamed Lahdi RIABI, mon directeur de thèse, qui a dirigé ce travail avec beaucoup d'intérêt et de rigueur. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour sa disponibilité, son expérience et ses conseils.

Je remercie les membres du jury d'avoir accepté de se pencher sur mes travaux ; et en premier lieu je cite Monsieur Benhabiles Mohamed Toufik, Professeur au département d'électronique qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de cette thèse. Je lui exprime toute ma gratitude pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

Je remercie sincèrement Monsieur Belarbi Khaled-, Professeur à l-Ecole Polytechnique de Constantine pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail en acceptant de l'examiner.

Que Monsieur Benatia Djamel professeur à l'université Batna 2 reçoive mes sincères remerciements pour avoir accepté de faire partie du jury.

Je souhaite remercier vivement Monsieur Bouchemat Mohamed, Professeur à l'université Frères Mentouri Constantine 1, qui m'a fait l'honneur de juger le travail présenté dans cette thèse.

Je suis profondément reconnaissant à Mademoiselle Thabet Rawdha-, Maitre de conférences A à l'université Frères Mentouri Constantine 1, d'avoir accepté de juger mon travail en tant qu'invitée.

J'exprime également ma profonde gratitude à tous ceux qui ont contribué, de près ou de loin, à la réalisation de ce travail.

Mes remerciements vont également à tous ceux qui m'ont aidé, de près ou de loin, ainsi que tous les collègues et travailleurs du département.

Pour finir, je remercie du fond du cœur ceux qui m'ont toujours soutenu, qui représentent le support de ma vie : ma famille, mes amis.

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE.....	1
<i>Chapitre 01</i>	<i>4</i>
STRUCTURES PLANAIRES MULTICOUCHES ET METHODES DE MODELISATION ELECTROMAGNETIQUE.....	4
<i>1.1. Introduction</i>	<i>5</i>
<i>Technologies de circuits micro-ondes planaires.....</i>	<i>5</i>
<i>1.2. Lignes de transmission micro-rubans planaires</i>	<i>6</i>
1.2.1. Structures planaires monocouche	6
1.2.2. Structures planaires multicouches	10
<i>1.3. Substrats pour les technologies RF multicouches.....</i>	<i>13</i>
<i>1.4. Boîtiers pour des circuits multicouches en hautes fréquences.....</i>	<i>14</i>
<i>1.5. Méthodes de modélisation électromagnétique et simulation numérique.....</i>	<i>16</i>
1.5.1. La modélisation mathématique et la CAO.....	16
1.5.2. Méthodes numériques de modélisation de problèmes électromagnétiques	17
1.5.3. Méthodes variationnelles statiques	18
1.5.3.1. Solution variationnelle de l'équation de Laplace.....	19
1.5.3.2. Les Formules variationnelles statiques	20
1.5.3.3. Expression variationnelle de la borne supérieure de C (la méthode énergétique)	21
1.5.3.4. Expression variationnelle de la borne inférieure de C (méthode de potentielle)	22
1.5.4. Méthodes de Moments.....	23
1.5.4.1. Méthode de Galerkin	24
1.5.4.2. Méthode de collocation (point matching)	25
1.5.4.3. Méthode des moindres carrées	25

1.6. Méthode des moindres carrés des résidus de frontière (LSBR method).....	25
1.6.1. Etat de l'art	26
1.6.2. Méthode des moindres carrés statique et les conditions aux limites mixtes.....	26
1.6.3. Techniques de modification sur la méthode LSBR	28
1.6.4. Méthode des moindres carrés modifiées (MLSBR)	29
1.7. Simulateurs électromagnétiques (EM).....	31
 Chapitre 02	 34
MODELISATION ET SIMULATION DE LIGNES DE TRANSMISSION PLANAIRES DANS UN MILIEU STRATIFIE.....	34
2.1. Introduction	34
2.2. Formulation théorique.....	35
2.3. Conditions aux limites.....	39
2.4. Théorie et modèle de base de la ligne de transmission planaire.....	40
2.5. Validité du modèle quasi-TEM.....	43
2.6. Caractérisation numérique de structures planaires multicouches	44
2.6.1. Approximation quasi-TEM.....	44
2.6.2. Expressions des potentiels et champs électriques.....	45
2.6.2.1. Conditions aux limites et continuité.....	48
2.6.2.2. Matrices de transfert.....	48
2.8. Implémentation, Simulation et validation.....	54
2.8.1. Exemples d'étude de structures planaires multicouches isotropes	55
2.8.1.1. Structure 1 :.....	55
2.8.1.2. Structure 2	56
2.9. Conclusion.....	58

<i>Chapitre 03</i>	59
MODELISATION DE STRUCTURES EN LIGNES MICROBANDES COUPLEES MULTICOUCHES	59
<i>3.1. Introduction</i>	60
<i>3.2. Généralités sur les lignes de transmission couplées</i>	60
3.2.1. Exemples de structures de lignes couplées planaires uniformes	61
3.2.2. Paramètres de caractérisations de lignes de transmission couplées	62
<i>3.3. Modèles de circuits de couplage</i>	64
3.3.1. Couplage capacitif pair et impair et notions de base sur les modes	65
3.3.1.1. Excitation en mode pair	66
3.3.1.2. Excitation en mode impair	66
3.3.2. Les formes de couplage capacitif	67
3.3.2.1. Les coefficients de la matrice de capacité	68
3.3.2.2. Les capacités directes	68
3.3.2.3. Les capacités des modes pair et impair	68
<i>3.4. Paramètres de propagation quasi-TEM des lignes couplées symétriques</i>	69
<i>3.5. Modélisation et simulation de structures micro-rubans multicouches couplées symétriques blindées</i>	70
3.5.1. Description de la structure étudiée	70
3.5.2. Formulation théorique	70
3.5.3. Simulation électromagnétique et modélisation de structure blindée (SBCML)	73
<i>3.6. Exemples et validation</i>	73
3.6.1. Etude de convergence	74
3.6.2. Exemple1 : Lignes micro-rubans couplées à substrat suspendu blindé (SBSSML)	75
3.6.3. Exemple 2 : Lignes micro-rubans couplées inversées blindées (SBIML)	79
3.6.4. Exemple 3 : Lignes à rubans couplées homogène blindé (HSBCSL)	81
<i>3.7. Conclusion</i>	82

<i>Chapitre 04</i>	83
ETUDE ET MODELISATION QUASI-TEM DE STRUCTURES PLANAIRES MULTICOUCHES ANISOTROPES : APPLICATION AUX DEPHASEURS ACCORDABLES	83
<i>4.1. Introduction</i>	84
<i>4.2. Milieux isotropes et anisotrope</i>	84
4.2.1. Matériaux anisotropes symétriques	85
4.2.2. Milieux anisotropes antisymétriques	88
4.2.3. Milieu Gyroélectrique.....	88
4.2.4. Milieu gyromagnétique	89
4.2.5. Matériaux composites magnéto-dielectrique	90
4.2.6. Matériaux magnéto-électriques.....	90
4.2.7. Matériaux cristaux liquides	91
<i>4.3. Technologies, Matériaux et composants accordables</i>	93
4.3.1. Matériaux agiles	93
4.3.2. Comparaison entre les matériaux agiles	96
<i>4.4. Déphaseurs accordables</i>	97
<i>4.5. Modélisation d'une ligne de transmission micro-ruban incorporée dans des matériaux anisotropes stratifiés</i>	99
4.5.1. Structure étudiée	99
4.5.2. Expressions de potentiels, champs et équations de base.....	102
4.5.3. Le modèle électrostatique.....	103
4.5.3.1. Transformation des couches anisotropes par des couches isotropes	104
4.5.4. Modèle magnétostatique	105
<i>4.6. Conception de déphaseurs accordables</i>	106
4.6.1. Déphaseur accordable à base des matériaux ferrites (YIG)	106
4.6.2. Déphaseur accordable à base des matériaux ferroélectriques	107
6.4.2. Déphaseur accordable à matériaux cristaux liquides.....	109

<i>4.7. Résultats et discussion.....</i>	<i>111</i>
<i>4.8. Conclusion.....</i>	<i>119</i>
 <i>Conclusion générale et perspectives.....</i>	 <i>121</i>

Liste des figures

Figure 1.1: (a) Vue d'une ligne micro-ruban, (b) Représentation des lignes de champs électrique et magnétique.....	7
Figure 1.2: (a) Vue d'une ligne coplanaire, (b) Carte des champs électrique et magnétique pour les deux modes paire et impaire.	8
Figure 1.3 : (a) Vue d'une ligne triplaque, (b) Représentation des lignes de champs électrique et magnétique.....	9
Figure 1.4 : Les lignes à fente.....	10
Figure 1.5: Exemple de structure microbandes multicouches.....	12
Figure 1.6 : Exemple de lignes micro-rubans en technologie multicouche, (a) micro-ruban suspendue (b) micro-ruban inversée (c) micro-ruban avec superstrate (d) micro-ruban multicouches (g) micro-ruban blindée [26].	13
Figure 1.7 :Ligne de transmission à deux conducteurs	23
Figure 1.8 : Interface de discontinuité où on applique la méthode LSBR.....	28
Figure 1.9 : Fonctions de poids unitaires	30
Figure 2.1 : Une ligne de transmission homogène blindée.....	37
Figure 2.2. Modèle de ligne de transmission.....	40
Figure 2.3 : Structure de la ligne micro-ruban multicouche blindée.....	47
Figure 2.4 Principe de la Transformée conforme.....	51
Figure 2.5 Modélisation de structure multicouche	52
Figure 2.6 : Ligne micro-ruban planaire implémentée dans une structure blindée à quatre couches diélectriques.	55
Figure 2.7 : Section transversale du SSSML blindé.	56
Figure 2.8: Distribution du potentiel de SSSML ($a = b = 1000 \text{ mil}$, $h = 25 \text{ mil}$, $h1 = h3 = b2$, $w = 10h$, $d = 1 \text{ mil}$, $\epsilon_r = 2.22$).....	58
Figure 3.1 Exemples de structures planaires couplées monocouche (a) ECL, (b) BCL.....	62
Figure 3.2 Schématique d'un coupleur directionnel symétrique représentant les éléments principaux	62
Figure 3.3 : Circuit à trois conducteurs et leur schéma équivalent.....	65
Figure 3.4 : a) Une ligne couplée ECL b) mode pair c) mode impaire.....	67
Figure 3.5 : Circuits équivalentes pour les deux modes paire et impaire.	67

Figure 3.6 : Structure multicouche blindée à micro-rubans couplées BSCML (Broadside Coupled Microstrip-Lines).....	71
Figure 3.7 : Représentation en coupe transversale d'une structure planaire SBCML symétrique.....	74
Figure 3.8 : La convergence des valeurs des capacités de ligne (pF/m) pour les modèles pair et impair.	75
Figure 3.9 : Densité de charge normalisée de la structure SBSSSL. ($a=4\text{mm}$, $b=1\text{mm}$, $h=0.3b$, $\epsilon r1 = 1$, $\epsilon r2 = 9.6$).....	76
Figure 3.10 : Comparaison des valeurs des paramètres de capacité. (a) Mode impair. (b) Mode pair	77
Figure 3.11 : Calcul et comparaison des impédances caractéristiques en mode impair et pair ($a=6,36\text{ mm}$, $b=a/2$, $h=0,3b$). 77	
Figure 3.12 : Calcul et comparaison des constantes diélectriques effectives en modes impair et pair ($a=6,36\text{ mm}$, $b=a/2$, $h=0,3b$).	78
Figure 3.13 : Variation du coefficient de couplage en fonction du rapport w/b	78
Figure 3.14 : Distributions de potentiel de surface du SBSSML. $a = 40\text{ mm}$, $b = 20\text{ mm}$, $h = 2\text{ mm}$, $w = 2h$, $t = 0.01\text{ mm}$, $f = 2\text{ GHz}$, $\epsilon r1 = 1$, $\epsilon r2 = 2.22$. (a) Outil CST-EMS. (b) Outil COMSOL	79
Figure 3.15 : Section transversale de lignes micro-ruban inversées à couplage large et blindé (SBIML).	79
Figure 4.1 : Les axes cristallins (ξ , η , ζ) et les axes physiques (x , y , z) d'une couche anisotrope planaire.	87
Figure 4.2 : Orientation des molécules de cristaux liquides dans différents états (a) films sans polyimide, orientation aléatoire, (b) films polyimide, état perpendiculaire ($\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_{\perp}$), (c) état intermédiaire ($\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_i$), et(d) état parallèle ($\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_{\parallel}$).	92
Figure 4.3 : Configuration d'un déphaseur utilisant une perturbation diélectrique contrôlée par un PET sur des lignes micro-ruban méandrées	96
Figure 4.4 : Schéma du principe de fonctionnement d'un réseau d'antennes phasé [131].....	98
Figure 4.5 : Structure planaire anisotropie multicouche.	102
Figure 4.6 : Ligne micro-ruban à trois couches sur un substrat composite diélectrique-ferrite faiblement magnétisé.	107
Figure 4.7 : Schéma en coupe de la structure de la ligne de transmission multicouche sur substrat ferroélectrique.....	108
Figure 4.8 : Structure d'un déphaseur accordable à cristaux liquides.....	109
Figure 4.9 : Schéma d'un déphaseur basé sur ligne micro-ruban et substrat à cristaux liquides [147].	110
Figure 4.10: Variation de déphasage calculé en fonction de la fréquence.	112
Figure 4.11 : Variation de déphasage calculé en fonction de la fréquence.	113
Figure 4.12 : Constante de propagation normalisée en fonction de la fréquence	115
Figure 4.13 : Impédance caractéristique en fonction de la fréquence	116
Figure 4.14: Variation de modèle de perméabilité relative en fonction de l'aimantation partielle.....	118

Figure 4.15 : Impédance caractéristique en fonction de la fréquence et de la magnétisation appliquée..... 118

Figure 4.16 : Déphasage calculé en fonction de l'aimantation partielle. 119

.....

Liste des tableaux

Tableau 1.1: Comparaison entre les caractéristiques des lignes de transmission et des guides d'ondes les plus utilisés.....	11
Tableau 2.1 : Comparaison des résultats de capacités et d'inductance linéiques obtenus.....	56
Tableau 2.2 : Comparaison des résultats numériques calculés pour l'impédance caractéristique et la constante relative effective.....	56
Tableau 2.3: Impédance caractéristique calculée de SSSML ($a=b=1000$ mil, $h_2=25$ mil, $h_1=h_3=b/2$, $\epsilon_r=2.22$..	57
Tableau 2.4 :Comparaison de l'impédance caractéristique de SSSML entre nos résultats et les valeurs qui ont été calculées avec d'autres méthodes ($h_1=0.4b$, $h_2=h=0.2b$, $h_3=0.6b$, $b=w$).....	57
Tableau 3.1 : Comparaison des impédances caractéristiques en mode pair et impair de la structure SCBSSML. $a = 4$ mm, $b = 1$ mm, $\epsilon_r = 9,6$	79
Tableau 3.2: Les impédances caractéristiques calculées du SBIML symétrique.....	80
Tableau 3.3 : Les constantes diélectriques effectives et les coefficients de couplage calculés du SBIML symétrique.....	80
Tableau 3.4: Impédances caractéristiques calculées de SBCSL symétrique.....	81
Tableau 3.5: Constantes diélectriques effectives calculées et le coefficient de couplage du SBCSL.....	81
Tableau 3.6: Vitesse de phase effective calculée en modes pair et impair.....	82
Tableau 4.1 : Comparaison entre les différentes technologies d'accordabilité en RF.....	96
Tableau 4.2 : Impédances caractéristique et permittivités effectives calculées du déphaseur contenant du matériau agile ferroélectrique.....	111
Tableau 4.3 : Impédances caractéristique et permittivités effectives de déphaseur calculées à base de matériau agile cristaux liquides.....	113
Tableau 4.4 : Paramètres de la ligne micro-ruban sur le substrat composite diélectrique-ferrite.....	114
Tableau 4.5 : Paramètres de la ligne micro-ruban sur le substrat composite diélectrique-ferrite.....	116

INTRODUCTION GENERALE

La demande de technologie millimétrique (ondes mm) augmente rapidement pour les applications commerciales ainsi que militaires en raison de ses avantages inhérents tels que la vitesse, la bande passante et la résolution élevées. Ces applications comprennent les communications sans fil à large bande (avec la 5G et au-delà), le multimédia, l'Internet des objets (IoT), les radars automobiles, les capteurs d'imagerie et les dispositifs biomédicaux. La plupart des composants utilisés en micro-ondes et en ondes millimétriques d'un module de système de communication sont mis en œuvre à l'aide de lignes micro-rubans comme des interconnexions (la transmission et guidage de signaux RF) où ils jouent le rôle de dispositifs RF, mais les performances de divers composants micro-ondes peuvent être améliorées par l'utilisation d'autres configurations de lignes de transmission planaires [1].

De nombreux circuits micro-ondes ont été développés en utilisant des configurations multicouches. Plusieurs exemples de composants hyperfréquences multicouches sont développés jusqu'à présent tels que les filtres [2], les coupleurs [3],[4], les baluns [5],[6], les circuits de déphaseurs [7], [8] et les antennes microbandes [9],[10], etc. Les configurations multicouches ont récemment fait l'objet d'une attention croissante car elles rendent la conception plus compacte, permettent de réduire la taille du circuit, augmentent la flexibilité de la conception et conduisent souvent à de meilleures performances. De même, certaines fonctions de circuit, qui sont difficiles à réaliser dans des structures monocouches classiques, peuvent être facilement obtenues par un agencement multicouche. Sachant qu'un couplage fort est souvent requis dans la conception de coupleurs directionnels et de filtres à large bande et peut facilement obtenu par des lignes couplées multicouches superposées, avec des exigences géométriques moins strictes. L'approche multicouche facilite l'intégration et le compactage des circuits et offre au concepteur de circuits micro-ondes un degré supplémentaire de liberté de conception.

Les lignes de transmission micro-rubans planaires multicouches ont connu dans la dernière décennie une grande progression dans différentes applications d'ingénierie, par exemple, pour la fabrication des dispositifs microondes passifs. La réalisation de prototypes des structures multicouches et leur caractérisation expérimentale sont devenues de plus en plus coûteuses, il est

devenu nécessaire de modéliser leurs comportements. Ces derniers sont basés sur les équations qui régissent le champ électromagnétique et qui ont été établies par Maxwell au 19ème siècle.

Pour la plupart des lignes de transmission micro-rubans conventionnelles utilisées en modes TEM ou quasi-TEM simples, les formules de calcul de leurs paramètres de propagation sont obtenues à partir des handbooks (des expressions et formules analytiques) et sont basées sur des méthodes empiriques ou mathématiques. Pour des applications complexes où les lignes de transmission sont souvent implantées sur des matériaux multicouches isotropes ou anisotropes non homogènes, ces formules ne sont plus applicables. Dans ce cas, les paramètres caractéristiques de ces structures doivent être soit calculés par des méthodes numériques, soit obtenus par expérimentation ou à l'aide de simulateurs électromagnétiques commerciaux. Comme l'expérimentation est coûteuse, ces logiciels ont l'avantage de permettre l'étude de structures très complexes, mais ont pour principaux inconvénients leur coût d'achat et leur capacité mémoire nécessaire [11]. Dans ce contexte, la nécessité de caractériser des structures planaires multicouches générales, met en exergue l'intérêt de définir des méthodes de simulation quasi-statiques, fondées sur l'approximation quasi-TEM, qui privilégient la minimisation des temps de calcul. Parmi ces méthodes, figure la méthode des moindres carrés modifiés (MLSBR), qui fait l'objet de notre travail, et qui a été adaptée avec succès aux circuits planaires microrubans multicouches contenant des matériaux isotropes et anisotropes et encore blindées ou ouvertes. D'un point de vue mathématique, cette méthode permet de transposer un problème intégral en un problème algébrique (système d'équations linaires) et de résoudre l'équation de poisson à deux dimensions avec conditions aux limites déterminées pour les modèles statiques (électrostatique et magnétostatique).

C'est dans cet objectif que nous avons étudié ce type de structures afin de développer et implémenter cette méthode semi analytique dans le domaine spatial à deux dimensions, basée sur la technique de séparation de variables et l'expression variationnelle à l'aide d'une matrice de transfert. Cette dernière donne les paramètres de propagation tels que la capacité et l'inductance quasi-statiques, l'impédance caractéristique, les permittivités et perméabilités effectives ainsi que les fonctions de potentiels et la densité de charge de micro-ruban. Les dimensions et les paramètres physiques des structures utilisées dans l'analyse sont discutés. Divers exemples numériques sont considérés pour valider la méthode présentée, et une comparaison des résultats calculés avec d'autres résultats publiés et encore via les résultats de simulation utilisant le logiciel de référence CST et COMSOL ont montré un bon accord et précision.

Cette étude est appliquée afin de concevoir des déphaseurs passifs accordables à base de matériaux agiles anisotropes, intégrés dans diverses structures planaires micro-ruban multicouches.

Pour atteindre nos objectifs, l'ensemble du travail que nous allons présenter sera organisé en quatre chapitres, disposés de la façon suivante :

Dans le premier chapitre, une présentation générale des structures planaires RF et leurs technologies sont exposées et différentes méthodes utilisées pour la modélisation numérique de structures planaires passives, et en particulier l'approche de la méthode des moindres carrées (LSBR) et ses variantes, sont exposées. Une présentation de simulateurs EM commerciaux est également donnée.

Dans le deuxième chapitre, nous appliquerons l'approche de l'analyse quasi-TEM pour l'étude générale de la ligne micro-ruban simple à couches diélectriques stratifiées isotropes par la méthode des moindres carrées modifiés (MLSBR) pour calculer les paramètres de propagation quasi-TEM en utilisons la matrice de transfert et l'expression variationnelle.

Le troisième chapitre sera voué à l'étude de structures planaires multicouches symétriques à deux lignes micro-rubans couplées, afin d'appliquer et implémenter l'approche proposée sur ce type de structures et de trouver leurs paramètres quasi-statiques en modes pair et impaire.

Dans le quatrième chapitre et dernier chapitre, nous allons résoudre l'équation de poisson pour les modèles électrostatique et magnétostatique, en utilisant la même approche que celle vue dans les chapitres précédents, mais pour des couches anisotropes. Une deuxième partie de ce chapitre sera dédiée à l'étude et à la conception des déphaseurs accordables à base des matériaux agiles anisotropes. Pour cela, les paramètres de conception seront déterminés par l'approche proposée.

Enfin, nous terminons par une conclusion générale, ainsi que les perspectives s'en dégageant qui feront l'objet de de nos recherches futures.

Chapitre 01

STRUCTURES PLANAIRES MULTICOUCHES ET METHODES
DE MODELISATION ELECTROMAGNETIQUE

1.1. Introduction

En propagation guidée, on utilise des “supports de transmission” ou guides tels que les câbles coaxiaux, les lignes bifilaires ou les lignes micro-ruban. L’énergie se propage dans ces lignes de transmission. Les lignes micro-rubans planaires multicouches sont encore utilisées pour la conception des circuits passifs et actifs dans différentes technologies RF et ondes millimétriques.

Dans ce chapitre, nous présentons en premier section les caractéristiques de nouvelles lignes planaires multicouches qui sont utiles pour la conception de circuits passifs aux micro-ondes à haute performance en différentes technologies MIC monolithique (Monolithic Integrated Circuits), hybride et MEMS (MicroElectro-Mechanical Systems).

Nous définissons en premier lieu les structures planaires et leur intégration dans les circuits RF, et les intérêts et motivations d’utiliser ces différentes structures planaires multicouches dans les applications micro-ondes. Et en deuxième section, nous allons présenter un résumé sur la méthode variationnelle pour calculer la capacité de la ligne micro-ruban sur un substrat monocouche en mode de propagation quasi-TEM. Et enfin, nous allons discuter le principe et la manière d’appliquer la technique proposée. Des simulateurs électromagnétiques commerciaux sont également présentés.

Technologies de circuits micro-ondes planaires

Les orientations de la technologie moderne des micro-ondes sont telles que les composants fabriqués sont plus petits, plus légers et d'une complexité plus grande pour un coût moindre. Par conséquent, au cours des 30 dernières années, de nombreux composants coaxiaux et de guides d'ondes conventionnels ont été remplacés par des MICs. Ces modules ont de grandes dimensions et présentent des pertes élevées. Il existe trois types d'éléments de circuit qui sont soit utilisés sous forme de puce, soit fabriqués en MIC. Ce sont :

- Les lignes de transmission distribuées (microrubans, rubans, etc.)
- Les éléments localisés (R, L et C)
- Les dispositifs à semi-conducteurs (FET, BJT, diodes, etc.).

Parmi les technologies couramment utilisées pour la fabrication de circuits hyperfréquences et les lignes de transmission planaires, on peut distinguer cinq groupes principaux :

1. Les circuits intégrés micro-ondes hybrides (HMICs).
2. Les circuits intégrés micro-ondes monolithiques (MMICs),
3. La technologie des systèmes micro-électromécaniques (MEMS),
4. Low Temperature Cofired Ceramic (LTCC).
5. Technologie des cristaux liquides.

1.2. Lignes de transmission micro-rubans planaires

Les lignes de transmission sont des conducteurs implémentés dans différents typologies et technologies monocouche et multicouches (MIC, MMIC, LTCC, VLSI, MEMS ...). Elles jouent des rôles importants pour les interconnexions entre les circuits et modules RF et millimétriques et sont encore utilisées pour la conception et fabrications de circuits micro-ondes passifs comme les baluns, les filtres, les coupleurs, etc.

Du point de vue de la méthodologie de conception, les circuits planaires peuvent être divisés en deux groupes. Dans le premier groupe comprend les circuits monocouches qui peuvent être intégrés dans un seul module multicouche, tandis que le second groupe , tandis que le second groupe compte les circuits multicouches. Les structures monocouches planaires sont constituées d'un seul substrat diélectrique avec une piste métallique et un plan de masse, tandis que les structures multicouches planaires sont composées de plusieurs couches diélectriques avec des pistes métalliques et des plans de masse répartis entre les couches. Les structures multicouches offrent des performances améliorées mais sont plus complexes à fabriquer et à assembler. Le choix entre ces structures dépend des exigences spécifiques de la conception et des performances souhaitées. Les coupleurs multicouches, les filtres, les baluns, les inductances, etc, appartiennent au deuxième groupe car ils utilisent des structures de transmission multicouches pour surmonter les difficultés associées aux conceptions monocouches. Le choix entre les structures planaires RF monocouches et multicouches dépend de divers facteurs, notamment la gamme de fréquences de fonctionnement, la complexité du circuit, les exigences de performance (telles que l'adaptation d'impédance, l'isolation et la diaphonie), la densité des composants, les capacités de fabrication et les considérations de coût. Les concepteurs doivent évaluer soigneusement ces facteurs afin de déterminer la structure planaire la mieux adaptée à leur application RF spécifique. Les recherches présentées dans cette thèse concernent les structures planaires multicouches

1.2.1. Structures planaires monocouche

Les structures de guidage planaires monocouche sont composées d'un substrat diélectrique relativement mince avec une métallisation sur un ou deux plans. Les technologies planaires peuvent être divisées en plusieurs procédés de réalisation (micro-ruban, coplanaire, triplaque, multicouche ...). Les structures planaires permettent de répondre aux problèmes d'encombrement, de poids et de coût, rencontrés sur les structures volumiques. Ces technologies sont essentiellement des structures ouvertes c'est-à-dire présentant une interface substrat/air ou des structures blindées se trouvant dans des boîtiers métalliques ou plastiques.

Théoriquement, les modes se propageant sur ces structures sont des modes non TEM. Cependant, sous certaines conditions (dimensions, fréquence), l'approximation quasi TEM peut être faite. Dans cette section, nous allons décrire les propriétés de base des lignes de transmission planaires monocouche

a. La ligne micro-ruban (*microstrip*)

La ligne micro-ruban (Figure 1.1) est une ligne de transmission constituée d'une bande conductrice séparée d'un plan de masse par une couche diélectrique (ou substrat). La constante diélectrique varie entre 2 et 10 fois celle de l'espace libre, avec la contrainte que l'existence de deux constantes diélectriques différentes (en dessous et au-dessus de la ligne) introduit une variabilité de la vitesse de propagation avec la fréquence qui entraîne certaines complications dans l'analyse et la conception des micro-rubans [6], [28, 29].



Figure 1.1: (a) Vue d'une ligne micro-ruban, (b) Représentation des lignes de champs électrique et magnétique

La ligne micro-ruban est très répandue dans les applications hyperfréquences car elle offre une grande simplicité de réalisation. L'onde se propage dans un milieu inhomogène (air et substrat diélectrique) donc le mode fondamental de propagation est un mode quasi-TEM, en raison de sa forte proximité avec les modes TEM purs.

Le concept de la constante diélectrique effective est introduit ; cette dernière devrait être supérieure à la constante diélectrique de l'air et inférieure à celle du substrat diélectrique. De plus, la discontinuité du substrat fait que son mode dominant est hybride. Cette structure supporte un mode quasi-TEM et de ce fait est dispersive. Elle est caractérisée par une impédance caractéristique et par une permittivité relative effective qui dépendent de la largeur du ruban et des caractéristiques du substrat (épaisseur et constante diélectrique) [13]. La ligne micro-ruban est capable d'acheminer des signaux RF dans les circuits hyperfréquences. Elle est à large bande et permet de réaliser une variété de topologies de circuits actifs et passifs.

Les avantages de la ligne micro-ruban sont qu'elle est une technique adaptée aux MIC (Microwave Integrated Circuit), et que le rayonnement qu'elle fournit peut être utilisé pour la conception d'antennes. L'inconvénient principal de ce type de lignes de transmission est que des trous (ou vias) sont nécessaires dans le cas d'une connexion shunt, induisant une modélisation complexe de ces vias.

La technologie micro-ruban permet une implémentation aisée des éléments en série. Le procédé technologique de réalisation des circuits est simple et bien maîtrisé. Le report des éléments actifs ne pose pas trop de problème et les bibliothèques de modèles sont relativement fournies. Les inconvénients sont l'implantation des éléments en parallèle et le report de masse (ou court-circuit).

b. La ligne coplanaire (Coplanar waveguide CPW)

La ligne coplanaire a été développée pour la première fois par Wen [14]. Le guide d'ondes coplanaire (CPW) est essentiellement un ruban conducteur unique situé entre deux plans de masse du même côté du substrat, voir la Figure 1.2. Ce type de ligne de transmission peut être facilement intégré aux circuits MIC et MMIC. De plus, les connexions shunt peuvent être facilement réalisées sans avoir besoin de trous d'interconnexion (vias). La ligne coplanaire a la particularité d'avoir le plan de masse sur la même face que le ruban métallique. L'avantage de cette technologie est la réalisation très simple des courts-circuits [15].

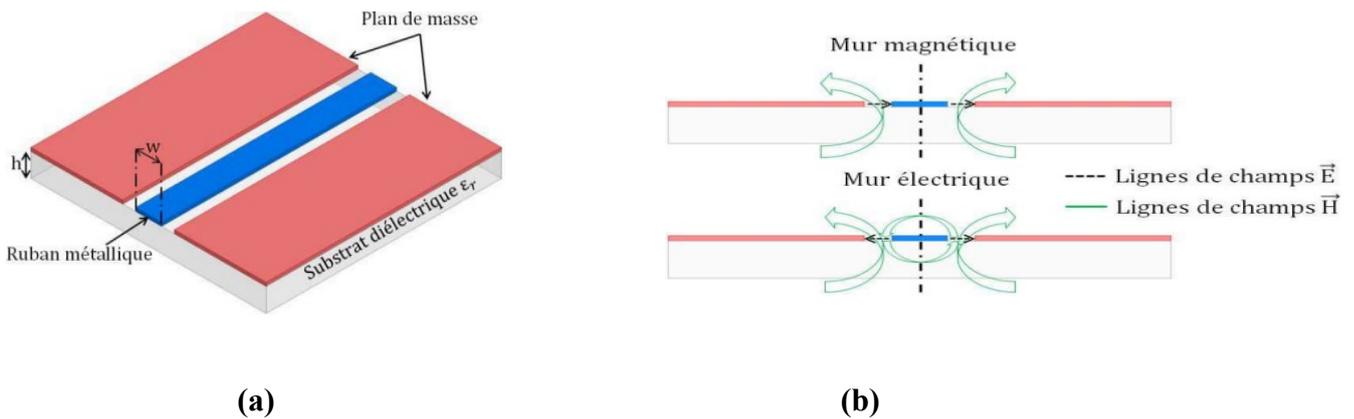


Figure 1.2: (a) Vue d'une ligne coplanaire, (b) Carte des champs électrique et magnétique pour les deux modes paire et impaire.

Cette technologie possède un mode parasite quasi-TE et un mode quasi-TEM. La possibilité d'apparition d'un mode à la place d'un autre est un inconvénient de la technologie coplanaire et il

convient d'ajouter des « wire bondings » liants les deux plans de masse afin de ne conserver que le mode TEM.

c. La ligne tri-plaque (stripline)

La ligne tri-plaque (Figure 1.3 (a)) est composée d'un ruban métallique situé entre deux substrats. Les plans de masse sont situés sur les faces inférieure et supérieure de la structure. Cette technologie est très appréciée dans le domaine industriel car elle permet d'avoir un blindage naturel entre les circuits.

d. La ligne à fente (Slotline)

La ligne à fente a été proposée pour la première fois par Cohn [16]. Les trois types de lignes à fente sont l'unilatérale (Figure 1.4.a), l'antipodale (Figure 1. 4.b) et la bilatérale (Figure 1. 4.C). La ligne à fente unilatérale de base consiste en un espace étroit dans le revêtement conducteur sur un côté du substrat diélectrique. L'autre côté du substrat est vide. La ligne à fente présente les avantages suivants :

- Elle est facile à fabriquer car elle ne nécessite qu'une gravure unilatérale de la carte.
- Le montage en parallèle des éléments est possible sans trous à travers le substrat, puisque les conducteurs sont placés sur une seule face du substrat.
- Le substrat concentre la densité de champ entre les plaques, supprimant les modes d'ordre supérieur ou le rayonnement

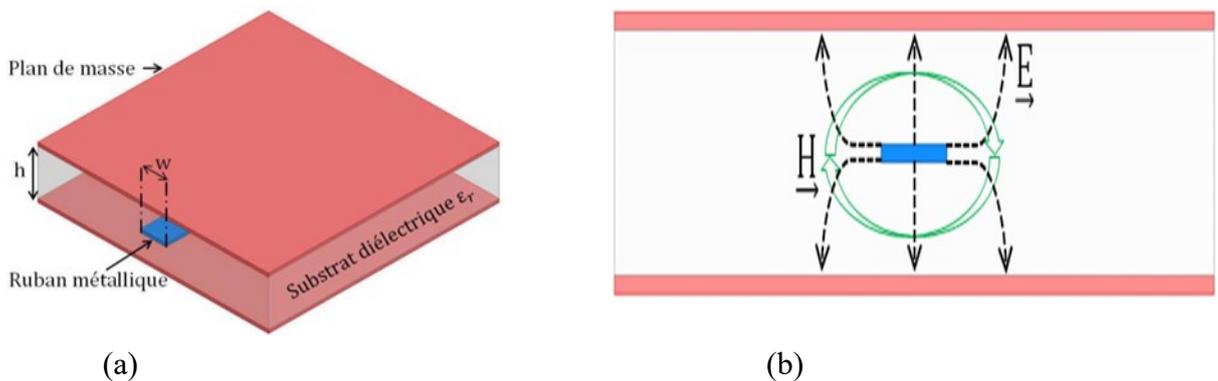


Figure 1.3 : (a) Vue d'une ligne triplaque, (b) Représentation des lignes de champs électrique et magnétique

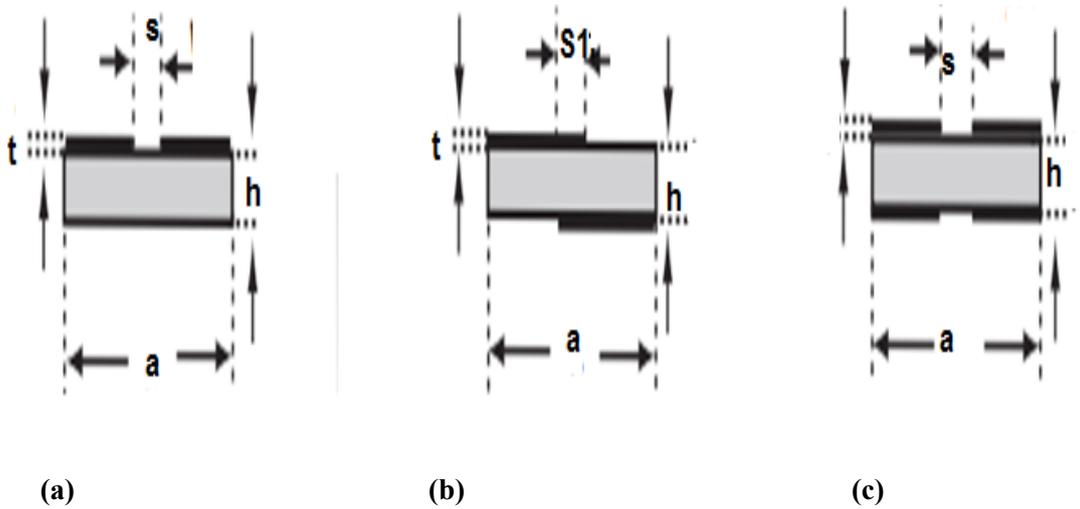


Figure 1.4 : Les lignes à fente

L'inconvénient de la ligne à fente est que son facteur de qualité Q est faible (environ 100), elle présente donc des pertes relatives. Un autre inconvénient provient du fait que la configuration du champ s'écarte fortement du TEM. Ainsi, le mode dominant est similaire au mode dans un guide d'ondes rectangulaire ; il s'agit principalement d'un champ TE (électrique transversal). Il en résulte un comportement hautement dispersif, ce qui signifie que la ligne à fente n'est généralement pas applicable aux applications à large bande.

Les caractéristiques des lignes de transmissions, les plus couramment utilisées, sont exposées dans le Tableau 1.1. Les avantages et les inconvénients de chaque ligne planaire sont également cités.

1.2.2. Structures planaires multicouches

Le développement des circuits micro-rubans hybrides à haute fréquence a récemment suscité un nouvel intérêt pour les circuits multicouches. Les lignes micro-rubans à haute impédance sont souvent nécessaires dans la conception de réseaux d'adaptation pour les mélangeurs et les amplificateurs. Une augmentation de l'impédance des lignes peut être obtenue en utilisant une structure multicouche ; sans que la difficulté de fabrication ne soit augmentée. Ce qui permet de réduire les coûts et d'améliorer la fiabilité. Le substrat utilisé dans les structures micro-rubans multicouches peut contenir plusieurs couches diélectriques ayant chacune des constantes diélectriques et des épaisseurs différentes (Figure 1.5) [17].

Caractéristiques	Ligne coaxiale	Guide d'onde rectangulaire	Guide d'onde intégré au substrat (SIW)	Ligne tri-plaque (Stripline)	Ligne microbande (Microstrip)	Ligne coplanaire (coplanar waveguide)
Mode de propagation le plus utilisé	TEM	TE10	TE10	TEM	Quasi-TEM	CPW/Quasi-TEM
Dispersion de mode	Très faible	Moyenne	Basse	Très faible	Basse	Moyenne
Largeur de bande	Haute	Basse	Haute	Haute	Haute	Moyenne
Tenue en puissance	Moyenne	Haute	Moyenne	Basse	Basse	Faible
Taille physique	Haute	Très haute	Moyenne	Moyenne	Basse	Moyenne
Facilité de fabrication	Moyenne	Moyenne	Très basse	Basse	Très basse	Très basse
Intégration avec les composants	Faible	Faible	Haute	Moyenne	Haute	Haute

Tableau 1.1: Comparaison entre les caractéristiques des lignes de transmission et des guides d'ondes les plus utilisés.

Les lignes microbandes multicouches présentent donc des performances particulières. Principalement grâce à des mécanismes de couplage très étroits, il a été démontré que ces lignes pouvaient offrir des performances élevées en hyperfréquences. Contrairement aux micro-rubans monocouches classiques, dont les techniques de conception sont bien documentées dans la littérature, il existe peu d'équations de conception disponibles pour les structures multicouches. Une analyse électromagnétique doit être effectuée sur les lignes micro-rubans multicouches pour obtenir l'impédance caractéristique et la constante diélectrique relative effective. Ces paramètres sont essentiels pour la conception de diverses structures multicouches.

En plus, les conceptions multicouches présentent une plus grande flexibilité et, dans plusieurs cas, offrent de meilleures performances que les conceptions correspondantes en monocouche [18]. Un couplage étroit est une caractéristique exceptionnelle que les circuits multicouches peuvent assurer. Des coupleurs qui ont été réalisés dans deux couches conviennent bien pour assurer un couplage serré et une directivité élevée_ [19]. Ce couplage serré permet également d'obtenir une

large bande passante dans les circuits de filtrage [20]. Les configurations multicouches ont été aussi utilisées pour intégrer un certain nombre de composants passifs et de dispositifs actifs dans un module afin de réduire la taille et le volume de l'ensemble du système. Ce type d'utilisation des structures multicouches a abouti au développement de la technologie des modules multi-puces (MCM) [21]. L'autre raison d'employer les configurations multicouches est que plusieurs fonctions de circuit sont difficiles à réaliser dans une structure planaire monocouche, par exemple des baluns et un couplage serré dans les coupleurs directionnels.

La Figure 1.6 présente quelques exemples de structures planaires multicouches micro-ruban [22]. La technologie multicouche offre aux concepteurs une réelle possibilité de choix entre plusieurs supports de propagation et permet une grande souplesse dans la synthèse et l'intégration de modules hyperfréquences. De plus, il existe une grande compatibilité entre les différents supports de propagation disponibles dans cette filière. Cette compatibilité permet de réaliser des interconnexions simplifiées entre les différentes lignes de transmission et assure une souplesse intéressante pour l'intégration des fonctions. Les lignes micro-rubans diélectriques multicouches font de plus en plus partie intégrante des circuits intégrés. Plusieurs applications de ces structures comprennent la protection contre les radiations ou la passivation des circuits, les interconnexions croisées de circuits numériques à haute vitesse (VLSI) et de circuits intégrés monolithiques (MMIC), les condensateurs métal-isolant-métal, les coupleurs à haute directivité [23], les structures à couplage serré [24], l'amélioration de la distorsion extrêmement faible et une faible diaphonie par rapport aux dispositifs conventionnels [25], et bien d'autres.

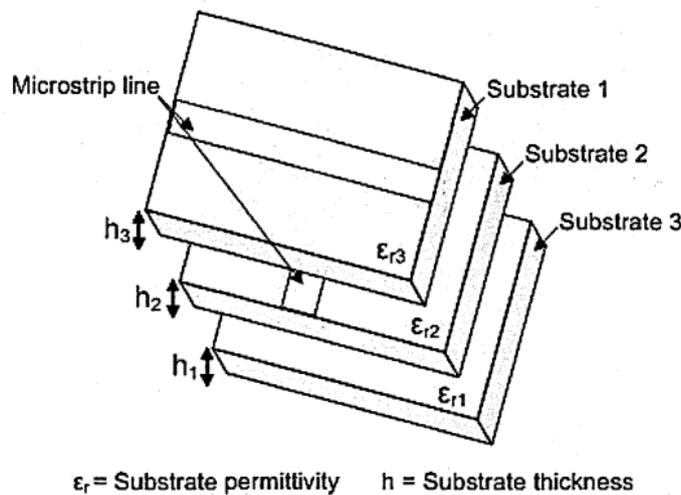


Figure 1.5: Exemple de structure microbandes multicouches

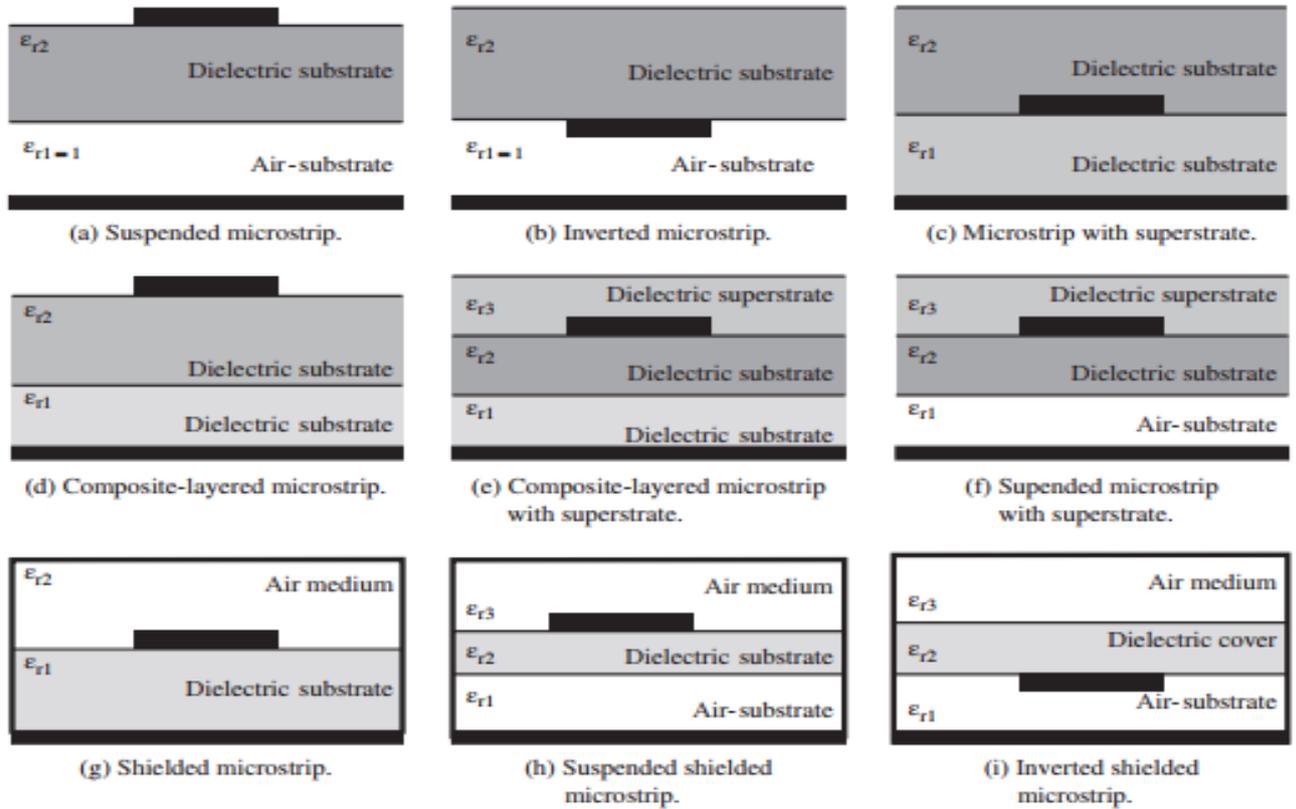


Figure 1.6 : Exemple de lignes micro-rubans en technologie multicouche, (a) micro-ruban suspendue (b) micro-ruban inversée (c) micro-ruban avec superstrate (d) micro-ruban multicouches (g) micro-ruban blindée [26].

1.3. Substrats pour les technologies RF multicouches

Les substrats destinés à des applications RF modernes doivent au moins avoir les caractéristiques suivantes : 1) faibles pertes, 2) constante diélectrique stable sur la bande de fréquences concernée et 3) possibilités d'intégration multicouche. La technologie MIC hybride utilise deux types de substrats : le substrat plastique et le substrat céramique. Cependant, il existe un autre type de substrat composite : le semi-conducteur (silicium) sur saphir. Il est connu sous le nom de SOS, c'est-à-dire la technologie du silicium sur saphir. Il s'agit d'une technologie intermédiaire entre HMIC et MMIC. Les lignes planaires sont construites sur le substrat de saphir sans perte, et les petits îlots de film mince de Si ou de GaAs sont déposés sur le saphir pour développer des dispositifs actifs tels que des diodes Schottky, des transistors bipolaires, des FET et des MOSFET [27].

Les substrats disponibles aujourd'hui qui répondent plus ou moins à ces exigences sont les matériaux céramiques et organiques. Les céramiques comprennent l'oxyde d'aluminium (alumine),

le nitrure d'aluminium (AlN), carbure de silicium (SiC), les céramiques cofrittées à haute température (HTCC) et les céramiques cofrittées à basse température (LTCC). Parmi les substrats organiques, citons le polytétrafluoroéthylène (PTFE) presque pur, le PTFE chargé de céramique, le FR-4 et le LCP. Le FR-4 et le PTFE (Teflon de DuPont) sont tous deux des substrats de type carte de circuit imprimé (PCB). En plus de sa fiabilité éprouvée, de son faible coût et de ses capacités multicouches, le FR-4 a un facteur de dissipation / tangente de perte relativement élevé ($\tan\delta \sim 0,02$), une absorption d'humidité élevée (0,5 %), un coefficient linéaire de dilatation thermique (CTE) élevé (50 ppm/°C) et sa constante diélectrique ($\epsilon_r = 4,5$) n'est parfois pas étroitement contrôlée sur l'ensemble du stratifié (différents rapports de composition dans certaines sections du PCB) et varie de manière assez significative avec la fréquence [28]. Le PTFE peut être une alternative possible au FR-4 afin d'améliorer les propriétés électriques à des fréquences plus élevées grâce à ses caractéristiques de faibles pertes. Cependant, tout a un coût, le PTFE a un CTE très élevé (230 ppm/°C) qui rend son traitement très difficile et coûteux dans le cas de l'intégration de couches épaisses multiples, ajoutez à cela le fait que le PTFE nécessite généralement un traitement non standard du PCB pour la fabrication du circuit [14]. En outre, le PTFE a une mauvaise propriété d'adhésion qui rend le processus de stratification plus difficile. Les PCB multicouches hybrides (FR-4 et PTFE) peuvent être utilisés, mais il faut faire un compromis entre les propriétés électriques et la complexité du système. Les matériaux PTFE contenant de la céramique (série RO3000 et certaines séries RT/duroid de Rogers) sont particulièrement intéressants car ils sont plus indulgents dans le processus de fabrication du circuit et la valeur typique du CTE global est beaucoup plus faible que le PTFE pur. Pendant de nombreuses années, le polydiméthylsiloxane (PDMS) a été le choix "classique" pour la fabrication de micro canaux destinés à des applications biologiques et médicales.

1.4. Boîtiers pour des circuits multicouches en hautes fréquences

Un circuit électronique analogique qui réalise une fonction déterminée (amplification, mélange, multiplication de fréquence) est généralement constitué de composants actifs (transistors, diodes) et passifs (résistances, condensateurs, inductances) connectés entre eux par des lignes micro-rubans. Ce circuit est soumis à différentes agressions environnementales telles que la chaleur, l'humidité, la poussière, les chocs, etc., qui peuvent dégrader ses performances ou provoquer son dysfonctionnement. Par ailleurs, aux fréquences très élevées, la longueur d'onde est telle que la taille réduite des circuits augmente leur fragilité et rend leur manipulation assez

complexe. Afin de prendre en compte toutes ces contraintes et de les minimiser, une étape complémentaire et indispensable qui suit la fabrication des circuits est la mise en boîtier.

La mise en boîtier permet a priori la protection des circuits contre tous les facteurs d'agression extérieurs cités précédemment. Elle permet également de faciliter la connexion entre le circuit et les autres dispositifs et éléments du système au travers de connecteurs ou de lignes de connexion dans le cas d'un report sur substrat. Un autre intérêt de la mise en boîtier est la possibilité de mettre en place un système de dissipation de la chaleur afin de garantir un équilibre thermique et prolonger la durée de vie des circuits. Le boîtier peut être réalisé à partir de différents matériaux tels que le métal, le plastique, la céramique, ...etc. Le choix est lié à plusieurs critères : la compatibilité avec le type de circuit en termes de bande de fréquence et de taille, le coût de fabrication qui dépend du matériau utilisé, le processus de fabrication ainsi que le temps à la réalisation.

Pour les fréquences très élevées, le boîtier est généralement réalisé à partir de structures métalliques. Ces boîtiers sont coûteux, volumineux et relativement longs à fabriquer [29].

Un boîtier métallique est normalement nécessaire pour la plupart des applications de circuits micro-rubans, comme les filtres. La présence de parois supérieures et latérales conductrices a un effet sur l'impédance caractéristique et la constante diélectrique effective. Des formules analytiques sont disponibles dans la littérature, pour un micro-ruban blindé monocouche ou bicouche avec un capot supérieur conducteur (sans ou avec les parois latérales), qui montrent comment les deux paramètres sont modifiés par rapport aux paramètres utilisés pour les structures ouvertes donnés précédemment. Dans le cas de structures planaires multicouches, il est nécessaire de développer des approches et des techniques afin d'évaluer les paramètres de propagation dans ces structures tout en prenant en considération l'impact du boîtier (blindage) sur ces paramètres.

1.5. Méthodes de modélisation électromagnétique et simulation numérique

1.5.1. La modélisation mathématique et la CAO

La modélisation mathématique est la manière de transformer les problèmes de science et d'ingénierie du monde physique en formulations mathématiques exploitables dans un monde conceptuel et qui peuvent être classées en modèles empiriques et conceptuels (théoriques). Un modèle empirique est basé sur l'interprétation des données obtenues à partir d'une série d'expériences en termes d'une expression mathématique. En revanche, un modèle théorique implique des équations algébriques, différentielles ou intégrales et essaie de simuler les lois fondamentales qui régissent le comportement des systèmes ou des phénomènes physiques (comme les équations de Maxwell pour l'électromagnétisme, les lois de Kirchhoff pour les circuits électriques, les lois de Newton pour les systèmes mécaniques, etc.). Cependant, le développement d'un modèle mathématique précis est généralement très difficile en raison de la complexité de la représentation d'un phénomène naturel due à l'interaction de plusieurs composants contribuant au comportement global du système. Le niveau de complexité d'un modèle mathématique affecte la précision de la sortie du système qui modélise le phénomène naturel.

Après avoir établi un modèle mathématique, l'étape suivante consiste à obtenir la relation entrée-sortie en utilisant des approches de solutions analytiques ou numériques. Étant donné que la plupart des modèles mathématiques sont exprimés en termes d'équations différentielles ou intégrales imposées sur des domaines de calcul de forme arbitraire, la résolution de ces équations peut être une tâche formidable dans de nombreux cas.

Avant l'arrivée des ordinateurs, les solutions analytiques étaient obtenues par des procédures telles que la séparation des variables, les expansions en série, technique de transformations conformes (conformal mapping) et les méthodes variationnelles, mais uniquement pour des applications et certaines géométries simples et/ou classiques.

En revanche, les méthodes numériques peuvent être utilisées comme moyen alternatif pour trouver des solutions approximatives aux modèles mathématiques dans les cas où les méthodes analytiques sont difficiles à résoudre. L'invention des ordinateurs dans les années 1940 a poussé un certain nombre de chercheurs à développer des méthodes numériques pour résoudre des problèmes plus réalistes dont les solutions analytiques ne sont pas disponibles. Aujourd'hui, l'un des principaux objectifs des scientifiques et des ingénieurs de différentes disciplines est de concevoir des outils ou des simulateurs assistés par ordinateur CAO qui utilisent des méthodes numériques pour l'analyse,

la conception et l'optimisation de problèmes réels. Un simulateur CAO est un programme ou une série de programmes développés pour mettre en œuvre une méthode numérique et exécuter des simulations avec des paramètres bien définis.

En d'autres termes, les simulateurs de CAO fournissent un moyen d'expérimentation virtuelle, car faire des expériences réelles avec des systèmes réels est coûteux, long, difficile et même dangereux. Par exemple, les simulateurs de CAO permettent de tester virtuellement un système conçu avant la fabrication du prototype physique, et ces tests virtuels fournissent des informations préliminaires importantes sur le système. De cette manière, des économies de temps et d'argent importantes peuvent être réalisées [30]. Les variantes de structures planaires nécessitent une procédure CAO précise afin d'extraire leur modèle pour l'analyse et l'optimisation. La CAO comprend trois procédures : la modélisation, l'analyse et l'optimisation. La modélisation consiste à caractériser les divers composants actifs et passifs afin de fournir un modèle numérique pouvant être traité par l'ordinateur. La modélisation des circuits micro-ondes a été la principale difficulté de la mise en œuvre réussie des techniques de CAO pour les micro-ondes et les hautes fréquences. Cependant, le développement des techniques de simulation électromagnétique (EM) amène les logiciels de CAO pour circuits hybrides et monolithiques à un niveau de maturité.

1.5.2. Méthodes numériques de modélisation de problèmes électromagnétiques

La raison principale de ce processus est de développer des approximations efficaces des équations de Maxwell par le moyen de méthodes numériques pour les cas où des solutions analytiques des équations de Maxwell ne peuvent être obtenues en raison de la complexité des géométries, des paramètres des matériaux et des conditions aux limites.

La caractérisation et modélisation rigoureuses des structures de lignes de transmission planaires sont nécessaires car il n'est pas possible de les mettre au point après leur fabrication, en particulier pour les structures planaires multicouches. La plupart des structures de lignes de transmission ne se prêtent pas à des expressions d'analyse et de synthèse (closed form expressions) en raison de leur nature non uniforme, de leur non homogénéité et de leur complexité. Par conséquent, l'analyse numérique est l'approche alternative possible pour une modélisation précise.

Les différentes méthodes d'analyse de structures planaires de lignes micro-rubans peuvent être classées en deux groupes principaux : les méthodes quasi-statiques et les méthodes full-wave (le régime dynamique). Dans le premier groupe, qui comprend les méthodes quasi-statiques, le mode de propagation est considéré comme un mode quasi-TEM et les paramètres de structures micro-

rubans sont déterminés à partir de la capacité électrostatique. Les méthodes du deuxième groupe prennent en compte les modes de propagation d'ordre supérieur et hybrides. Les techniques adoptées pour l'analyse de ce type de structures en mode ondes complètes (full-wave) sont plus rigoureuses, mais sont complexes [31], et permettent de fournir des informations sur la propriété de dispersion. Lorsque la fréquence de fonctionnement augmente, un nombre infini de modes peut être existés dans une ligne de transmission, y compris les modes TEM et hybrides. Les modes hybrides sont des modes d'ordre supérieur avec des fréquences de coupure qui sont différentes du courant continue (DC) (0 Hz). D'autre part, l'approche dynamique peut produire des caractéristiques de structures planaires passives micro-ondes non seulement pour le mode TEM mais aussi pour les modes hybrides, dont les paramètres sont fonction de la fréquence [32]. Ces méthodes, telles que l'analyse spectrale (SDA) [33], la méthode des équations intégrales [34], la méthode des lignes [35], la méthode des éléments finis (FEM) [36], la méthode des différences finies domaine temporel (FDTD) [37], etc., résolvent numériquement l'équation d'onde. Elles fournissent les paramètres de ligne dépendant de la fréquence. La SDA et la méthode des moindres carrés (LSBR) sont des méthodes semi-analytiques impliquant plus de traitement analytique et moins de temps de calcul [38].

1.5.3. Méthodes variationnelles statiques

La méthode variationnelle est une technique mathématique bien établie, généralement utilisée pour rechercher une fonction qui donne un maximum ou un minimum d'une quantité désirée qui dépend de cette fonction [39]–[41]. Elle est largement appliquée aux problèmes d'électromagnétisme, en particulier aux problèmes de micro-ondes où le système physique considéré agit de telle sorte qu'une certaine fonction de son comportement atteigne la plus petite ou la plus grande valeur. Par exemple, dans un système électrostatique, le théorème de Thomson bien connu affirme que les charges qui résident sur les corps conducteurs et qui donnent lieu au champ électrique E se répartissent de telle sorte que la fonction d'énergie W_e soit minimisée. La méthode variationnelle est donc fondamentalement une technique d'optimisation. Elle peut être encore utilisée pour obtenir l'expression de la capacité d'une ligne de transmission dans un milieu inhomogène, isotrope/anisotrope et est un moyen puissant de calcul de la capacité de ligne et d'autres paramètres de lignes micro-rubans planaires simples et couplées et sur différents substrats soit monocouche ou multicouches.

Les auteurs dans [42], [43] l'ont associée avec la technique de la ligne de transmission transversale pour déterminer la fonction de Green et les paramètres de la ligne peuvent être ainsi

calculés pour une variété de structures planaires. Cette méthode est simple et généralisée, en raison de la facilité de calcul de la fonction de Green, et donne des résultats assez précis sans grand effort de calcul mais présente également certaines limites, à savoir :

- Le matériau diélectrique doit être à faible perte,
- La méthode suppose un mode TEM et néglige les effets de rayonnement
- La précision des résultats dépend de la fonction de test.

Les méthodes variationnelles peuvent être formulées à la fois dans le domaine spatial ou dans le domaine de la transformée de Fourier ou dans le domaine spectral. Cette dernière variante est connue sous le nom d'analyse statique du domaine spectral (SDA). La méthode variationnelle dans le domaine spatial a été utilisée par Krage et Haddad dans [44] et Bergandt et Pregla dans [45]. Yamashita et Mitra [46],[47] ont appliqué cette méthode au calcul des caractéristiques d'une ligne micro-ruban et de ses structures dérivées dans le domaine spectral, telles que les lignes avec des substrats multicouches. La technique SLR (*Single Layer Reduction*) a été utilisée dans [48] pour réduire la structure multicouche et simplifier le modèle de calcul. La structure multicouche est convertie en une structure monocouche équivalente avec une permittivité relative effective et une tangente de perte équivalente en utilisant l'expression variationnelle de la capacité de la ligne, mais la validité de cette approche est souvent limitée [49].

1.5.3.1. *Solution variationnelle de l'équation de Laplace*

La densité d'énergie U_e d'un champ électrostatique \vec{E} est définie comme suit :

$$U_e = \frac{1}{2} \epsilon \vec{E} \cdot \vec{E}^* \quad (1.1)$$

En utilisant l'équation de gradient de $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi$, où ϕ est le potentiel électrique, on obtient :

$$U_e = \frac{1}{2} \epsilon (\vec{\nabla}\phi)^2 \quad (1.2)$$

Considérons maintenant l'énergie électrostatique stockée dans une surface donnée, par exemple, une couche diélectrique rectangulaire dans une structure planaire. L'énergie stockée devrait être minimale. Sur la base de cette considération physique, nous pouvons utiliser l'intégrale d'énergie comme fonction du problème.

Nous allons voir que les paramètres statiques ou quasi-statiques d'une ligne de transmission, notamment l'impédance caractéristique Z_0 et la constante diélectrique relative effective ϵ_{eff} , peuvent être obtenus à partir de la capacité C , par unité de longueur, de la ligne de transmission.

Dans l'approche unifiée, la méthode variationnelle est utilisée pour calculer la capacité par unité de longueur. Considérons un système de conducteurs parfaits S_1, S_2, \dots, S_N avec Q_1, Q_2, \dots, Q_N comme charges sur les conducteurs et V_1, V_2, \dots, V_N , représentent les potentiels respectifs. La fonction ϕ dans le domaine spatial se trouve être la solution de l'équation de Laplace 2D. L'énergie électrostatique stockée dans un tel système est donnée par :

$$W_e = \frac{\epsilon}{2} \iint \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla} \phi \, ds \quad (1.3)$$

Dans laquelle l'intégration est effectuée sur toute la surface contenant le champ électrique. Supposons que les charges sur les conducteurs soient légèrement déplacées de leur position d'équilibre tout en maintenant les potentiels constants, alors la distribution de potentiel dans l'espace environnant change également. Il pourrait y avoir un changement progressif dans la fonction d'énergie dû au déplacement des charges par rapport à leur position moyenne. La modification de la fonction d'énergie est donnée par :

$$\delta W_e = \frac{\epsilon}{2} \iint \vec{\nabla} \delta \phi \cdot \vec{\nabla} \delta \phi \, ds \quad (1.4)$$

Où $\delta \phi$ est un changement différentiel de ϕ . S'il y a une fonction d'essai pour la distribution du potentiel qui s'écarte d'une petite quantité $\delta \phi$ de la valeur correcte et est insérée, la valeur résultante de W_e changera de sa valeur d'une quantité proportionnelle à $(\delta \phi)^2$. En d'autres termes, pour une modification de premier ordre de ϕ , la modification de W_e n'est que de second ordre. La fonction d'énergie W_e est une fonction stationnaire positive pour les conditions d'équilibre. Par conséquent, la valeur réelle de W_e est un minimum puisque tout changement par rapport à l'équilibre augmente la fonction d'énergie W_e [40].

1.5.3.2. Les Formules variationnelles statiques

Pour déterminer les paramètres quasi-TEM de lignes planaires à partir des formules de la capacité C , par unité de longueur, en utilisant la méthode variationnelle, des formules variationnelles pour C sont nécessaires. Comme pour toute expression variationnelle, une expression variationnelle pour C peut produire une solution de borne supérieure ou inférieure.

Dans cette section, nous allons dériver deux types d'expression pour C : la borne supérieure basée sur le potentiel et la borne inférieure basée sur la densité de charge. Nous verrons plus tard que les valeurs limites supérieure et inférieure de C correspondent aux valeurs limites inférieure et supérieure de l'impédance caractéristique correspondante.

Les paramètres statiques ou quasi-statiques d'une ligne de transmission, notamment l'impédance caractéristique Z_0 et la constante diélectrique effective ϵ_{eff} , peuvent être obtenus à partir de la capacité par unité de longueur C de la ligne de transmission.

Considérons un système de conducteurs parfaits S_1, S_2 avec Q_1, Q_2 comme charges sur les conducteurs et ϕ_2 comme le potentiel électrique relié à la masse, ϕ_2 est le potentiel de polarisation s'applique au conducteur #1. La différence de potentiel entre les deux conducteurs est V_0 .

La fonction potentielle $\phi(x, y)$ dans le domaine spatial se trouve donc être la solution de l'équation de Laplace. L'énergie électrostatique stockée dans un tel système est définie selon l'équation (1.3).

Les auteurs, des travaux publiés dans [50] et [51], ont élaboré les bornes supérieure et inférieure de cette capacité. Collin [52] a fourni les expressions variationnelles pour les bornes supérieure et inférieure de la capacité de ligne d'une ligne de transmission. L'expression de la borne supérieure de la capacité de ligne, c'est-à-dire la borne inférieure de l'impédance caractéristique Z_0 , est basée sur l'énergie électrostatique. L'expression variationnelle de la borne inférieure de la capacité de la ligne, c'est-à-dire la borne supérieure de l'impédance caractéristique, est basée sur l'approche de la fonction de Green. Un résumé des deux expressions est présenté ci-dessous.

1.5.3.3. Expression variationnelle de la borne supérieure de C (la méthode énergétique)

Nous commençons par noter que l'énergie électrostatique stockée par unité de longueur d'une ligne de transmission générale à deux conducteurs, illustrée à la Figure 1.7, est donnée comme suit :

$$W_e = \frac{1}{2} \epsilon \iint \vec{E} \cdot \vec{E}^* dx dy \quad (1.5)$$

$$W_e = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r \iint \left[\left(\frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial y} \right)^2 \right] dx dy = \frac{1}{2} C V_0^2 \quad (1.6)$$

\vec{E}_T est le vecteur de champ électrique transversal dans le plan transversal entre les deux conducteurs S_1 et S_2 . Dans la pratique, un conducteur, par exemple S_1 , est normalement maintenu à un potentiel nul représentant la masse et l'autre est maintenu à un potentiel ϕ_2 , ϵ_0 désigne la permittivité de l'espace libre, ϵ_r représente la constante diélectrique relative du milieu entourant les deux conducteurs et $\Phi(x, y)$ est la fonction potentielle en tout point du plan transversal à la direction de propagation. L'intégrale double est portée sur la section transversale de la ligne de transmission. La différence de potentiel entre les deux conducteurs est V_0 , pour un conducteur #1 mis à la masse ($\phi_1 = 0$).

$$V_0 = \Phi_2 - \Phi_1 = \int_{S_1}^{S_2} \vec{\nabla}_t \phi \cdot \vec{dl} \quad (1.7)$$

dl représente un vecteur de longueur différentielle le long de n'importe quel chemin du conducteur S1 au conducteur S2.

En mettant en équation (1.5) et (1.6) et en appliquant l'équation (1.7) on obtient :

$$C = \frac{2W_e}{V_0^2} \quad (1.8)$$

On utilise cette méthode énergétique dans le simulateur COMSOL pour trouver les valeurs de capacités d'une ligne microbande simple et encore qui s'applique sur les lignes couplées.

1.5.3.4. Expression variationnelle de la borne inférieure de C (méthode de potentielle)

Nous commençons par considérer une ligne de transmission générale à deux conducteurs, comme le montre la Figure 1.7 Les potentiels des conducteurs S1 et S2 sont supposés être zéro et V_0 , respectivement.

La fonction de Green est la réponse (potentielle) due à une source (de charge) unitaire située en (x', y') sur le conducteur S2 et peut être déterminée à partir des paramètres physiques d'une ligne de transmission. Le potentiel $\Phi(x, y)$ et la fonction de Green G doivent satisfaire les équations de Poisson correspondantes soumises à des conditions limites appropriées. En utilisant le principe de superposition, on peut montrer que le potentiel à tout endroit (x, y) dû à une distribution de charge $\rho(x', y')$ à un endroit (x', y') sur le conducteur S2 est donné comme suit :

$$\Phi(x, y) = \oint_{S_2} G(x, y; x', y') \rho(x', y') dl' \quad (1.9)$$

Où l'intégrale est effectuée sur la surface du conducteur S2 dans le plan transversal où la charge est distribuée. Ce potentiel est égal à V_0 pour les emplacements sur S2. C'est-à-dire :

$$V_0 = \oint_{S_2} G(x, y; x', y') \rho(x', y') dl' \quad (1.10)$$

La capacité par unité de longueur de la ligne de transmission est obtenue comme suit :

$$C = \frac{Q}{V_0} = \frac{Q(x, y)^2}{V_0 Q(x, y)} \quad (1.11)$$

L'expression variationnelle de la borne inférieure de la capacité C de la ligne de transmission par unité de longueur, dans le domaine spatial, peut être réécrite comme suit :

$$C = \frac{Q(x, y)^2}{\int_{S_2} \Phi(x, y) \rho(x, y) dl} \tag{1.12}$$

Où $Q(x, y)$ et $\rho(x, y)$ sont la distribution et densité de charge inconnues dans le conducteur S_2 pour laquelle une fonction correcte sera déterminée ultérieurement par l'application de la méthode développée MLSBR (Modified LSBR).

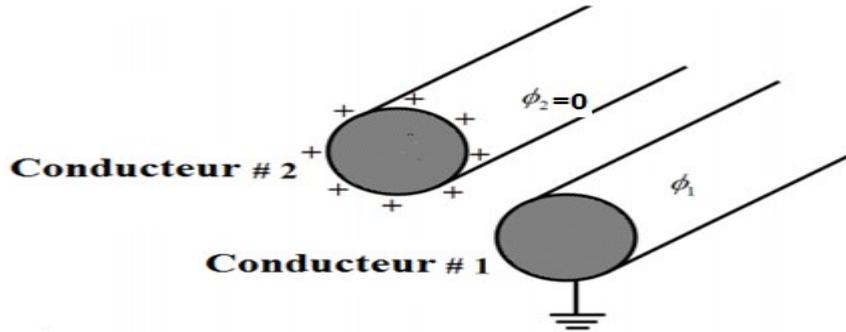


Figure 1.7 :Ligne de transmission à deux conducteurs .

1.5.4. Méthodes de Moments

La méthode des moments (MoM) est une technique numérique utilisée pour résoudre approximativement les équations d'opérateurs linéaires, telles que les équations différentielles ou les équations intégrales. La fonction inconnue est approximée par une série finie de fonctions de base connues avec leurs coefficients inconnus [53].

Considérons le système suivant :

$$Ly = f(x) \tag{1.13}$$

Avec une condition à la limite homogène, où L est un opérateur différentiel ordinaire. Selon la méthode du résidu pondéré, nous cherchons une solution approximative $y \approx y_n$ sous la forme :

$$y_n = \sum_{j=1}^n C_j \phi_j(x) \tag{1.14}$$

Où ϕ_j sont des fonctions d'essai, qui sont linéairement indépendantes et satisfont la même condition limite homogène que y , et C_j sont des constants à déterminer . Ainsi $y_n(x)$ satisfait la condition limite donnée pour tout choix des C_j .

On peut avoir la norme $\|R\| < \epsilon$. Si on prenait n suffisamment grand, le choix de n dépend de la convergence et la stabilité d'une méthode numérique implémentée.

L'erreur, ou le résidu, est donnée de la sorte :

$$R(C_j, x) = Ly_n - f(x) \tag{1.15}$$

$$R = \sum_{j=1}^n C_j L \phi_j(x) - f(x) \tag{1.16}$$

Si l'ensemble $\phi_1, \phi_2 \dots \phi_n$ est complet est orthogonal (à tout fonction ϕ_i de l'autre), alors le résidu R tend vers zéro comme n tend vers l'infini.

En choisissant C_j , nous pouvons faire en sorte que l'intégrale pondérée du résidu soit nulle, c'est-à-dire,

$$(w_i, R) = 0 \tag{1.17}$$

Où le produit scalaire (w_i, R) pour deux dimensions sur une certaine région S est :

$$(w_i, R) = \iint w_i \cdot R \, dS \tag{1.18}$$

En imposant l'équation (1. 16) à l'équation (1. 18), on obtient un système algébrique linéaire pour les éléments suivants du C_j :

$$w_i \sum_{j=1}^n C_j L \phi_j(x) = (w_i, f) \quad \text{pour } i = 1 \dots n \tag{1.19}$$

Le choix de la fonction de pondération permet de déterminer laquelle des méthodes des résidus pondérés est utilisée [54]. Le concept général de résolution d'équations par projection sur des sous-espaces porte plusieurs noms différents qui sont les suivants :

1.5.4.1. Méthode de Galerkin

La méthode de Galerkin a été développée par l'ingénieur russe du nom de Galerkin et fait partie d'un groupe plus large appelé la méthode des résidus pondérés, qui semble avoir été introduite par Crandal [55]. B. G. Galerkin a développé la méthode en 1915 et elle a également été utilisée par I. G. Bubnov en 1913 ; de ce fait, elle est souvent appelée la méthode Bubnov-Galerkin. Lorsque les domaines de L et L* sont identiques, on peut choisir $w_i = \phi_i(x)$, et cette représentation est la méthode de Galerkin [56], où L* est l'opérateur adjoint de L.

1.5.4.2. Méthode de collocation (point matching)

Dans ce cas, nous faisons en sorte que la fonction de poids soit la fonction delta $w_i(x) = \delta(x - x_i)$. En introduisant l'équation (1. 18) dans l'équation (1. 19), nous exigeons que le résidu soit éliminé aux points sélectionnés x_1, \dots, x_n étant donné que :

$$(w_i, R) = R(x_i) \quad (1.20)$$

1.5.4.3. Méthode des moindres carrées

Dans cette méthode, nous choisissons les C_j de manière à minimiser la norme du résidu.

$$\|R\|^2 = (R, R) \quad (1.21)$$

Donc :

$$\frac{\partial}{\partial C_j} \|R\|^2 = 2 \iint R \frac{\partial}{\partial C_j} ds = 0 \quad (1.22)$$

En comparant (1.16) avec (1.19) et (1.20), on constate que la méthode des moindres carrés reviendra à sélectionner la fonction de poids qui est donnée par $w_i(x) = L\phi_j(x)$. L'équation (1. 3) devient :

$$(L\phi_j(x), L\phi_i(x)) C_j = (L\phi_j(x), f) \quad (1.23)$$

La précision de la méthode du résidu pondéré dépend du nombre de termes utilisés. Le facteur déterminant est l'efficacité, qui est mesurée par la précision de la solution par unité de temps de calcul (CPU time). Le choix de la fonction d'essai a également un effet sur la précision de la solution. En général, le choix des fonctions d'essai basé sur la connaissance de la forme de la solution exacte d'un problème étroitement lié améliorerait l'efficacité de la méthode [57].

1.6. Méthode des moindres carrés des résidus de frontière (LSBR method)

Dans cette partie, une brève revue de l'utilisation et des applications de la méthode des moindres carrés LSBR (Least-Squares Boundary Residual) aux problèmes électromagnétiques statiques et dynamiques ainsi que les différentes variantes de cette technique développées, par des travaux publiés dans la littérature, pour ajuster les problèmes de convergence et de stabilité.

1.6.1. Etat de l'art

Cette méthode a été introduite pour la première fois pour résoudre les problèmes de diffraction en électromagnétisme par J.B. Davies [58]. La méthode de moindres carrés des résidus aux conditions limites a été introduite comme une alternative à la méthode de collocation par point (Galerkin) pour résoudre numériquement des problèmes électromagnétiques [59]. La méthode LSBR satisfait les conditions aux limites dans le sens des moindres carrés utiles sur l'interface de discontinuité. Elle apporte une solution élégante au problème de caractérisation des discontinuités complexes dans les structures guidantes. Elle est appliquée également pour calculer la capacité de discontinuité d'une transition abrupte d'un guide d'ondes coaxial à un guide d'ondes circulaire [60].

L'équipe de Davies a également montré une combinaison de la méthode LSBR et de la méthode FEM. Elle a été utilisée pour trouver les coefficients de transmission et de réflexion d'une jonction discontinue entre deux guides d'ondes optiques à semi-conducteurs mal alignés ou non identiques. Il a été prouvé que la méthode LSBR est rigoureusement convergente [61].

Un nouveau concept d'amplification de l'onde électromagnétique (EM) résultant de son interaction avec une onde de charge d'espace dans un semi-conducteur a été étudié dans [62]. Dans ce cas, l'onde électromagnétique est appliquée à une ligne interdigitale, qui excite une onde de charge d'espace dans un silicium à haute résistivité. Les calculs théoriques sont effectués au moyen de cette méthode. Wongcharoen [63] a effectué avec son équipe une caractérisation précise des filtres optiques intégrant deux guides d'ondes couplés non identiques. LSBR a été utilisée encore pour la technique d'adaptation de mode afin d'analyser et de déterminer le circuit équivalent d'une bande métallique dans le plan E sur un guide d'onde [64]. D'autres applications de la LSBR ont été également publiées telles que : analyser le comportement d'une structure d'iris excentrique [65], modélisation et conception d'une jonction symétrique de guide d'ondes à six ports pour une application de réflectomètre [66], et enfin, la méthode LSBR a été utilisée dans l'analyse des discontinuités dans les guides d'ondes optiques [67].

1.6.2. Méthode des moindres carrés statique et les conditions aux limites mixtes

Dans les différentes applications de la méthode des moindres carrés, aux problèmes de propagation quasi-statique, nous supposons que dans un domaine Ω , qui sera souvent une interface entre deux régions diélectriques j et $j + 1$, nous pouvons décomposer les conditions aux limites mixtes sur cette interface en deux sous-domaines : le sous-domaine diélectrique (Ω_d) et l'autre métal Ω_m ($\Omega = \Omega_d \cup \Omega_m$). On suppose que le micro-ruban métallique, qui se trouve à cette

interface de discontinuité comme représenté sur la Figure 1.8, a une épaisseur négligeable et une conductivité infinie. Dans ce travail, on suppose que le mode de propagation quasi-TEM est le mode fondamental pour simplifier et résoudre les équations de Maxwell, afin de faire la caractérisation numérique quasi-statique et démontrer l'efficacité et la précision de la méthode proposée et qui est appliquée sur différentes structures multicouches 2D ; plus de détails d'études seront donnés dans les chapitres suivants. Les composantes normales du champ électrique sur Ω_d et composantes tangentielles sur Ω_m sont nulles. On peut écrire les conditions aux limites de la discontinuité $y = h_j$ comme :

$$\begin{cases} E_x^{(j)}(x, h_j) = 0 & \text{sur } \Omega_m \\ D_y^{(j+1)}(x, h_j) - D_y^{(i)}(x, y_j) = 0 & \text{sur } \Omega_d \end{cases} \quad (1.24)$$

$$\begin{cases} E_x^{(j)}(x, h_j) = \sum_{n=1}^N A_n u_{1n} \Phi_n(x) = g_1(x) = 0 & x \in \Omega_m & (1.25.a) \\ D_y^{(j+1)}(x, h_j) - D_y^{(i)}(x, h_j) = \sum_{n=1}^N A_n u_{2n} \psi_n(x) = g_2(x) = 0 & x \in \Omega_d & (1.25.b) \end{cases} \quad (1.25)$$

Dans ce cas $\Phi_n(x)$ et $\psi_n(x)$ représentent des ensembles complets de fonctions orthogonales. Les deux séries u_{1n} et u_{2n} en général peuvent être de formes entièrement différentes. Le problème général est de trouver les coefficients A_n qui satisfont les conditions aux limites mixtes (1.24) et sur les sous-domaines Ω_m et Ω_d , respectivement.

En appliquant la méthode des moindres carrés sur les deux équations (1.25.a) et (1.25.b), le produit scalaire du résidu s'écrit,

$$(R, R) = \int_{\Omega_m} \left\{ \sum_{n=1}^N A_n u_{1n} \Phi_n(x) \right\}^2 dx + \int_{\Omega_d} \left\{ \sum_{n=1}^N A_n u_{2n} \psi_n(x) \right\}^2 dx \quad (1.26)$$

Le produit scalaire du résidu est minimisé par rapport aux coefficients inconnus A_n :

$$\frac{\partial}{\partial A_n} \|R\|^2 = 0 \quad (1.27)$$

En plaçant l'équation (1.25) dans l'équation (1.26), on obtient la fonction à minimiser :

$$\begin{aligned} L(g_1, g_2) = & \int_{\Omega_m} \sum_{n=1}^N A_n A_m^* u_{1n} u_{1m} \Phi_n(x) \Phi_m(x)^* dx + \\ & + \int_{\Omega_d} \sum_{n=1}^N A_n A_m^* u_{2n} u_{2m} \psi_n(x) \psi_m(x)^* dx \end{aligned} \quad (1.28)$$

* désigne le conjugué complexe dans l'espace de Hilbert.

Donc, la fonction à minimiser s'écrit en forme matricielle :

$$\sum_{m,n} B_{mn} \cdot A_n \cdot A_m^* = 0 \tag{1.29}$$

Où :

$$B_{mn} = \int_{\Omega_m} u_{1n} u_{1m} \Phi_n(x) \Phi_m(x)^* dx + \int_{\Omega_d} u_{2n} u_{2m} \psi_n(x) \psi_m(x)^* dx \tag{1.30}$$

On montre aisément que ce minimum vérifie :

$$\sum_{m,n} B_{mn} \cdot A_n = \lambda_{min} \cdot A_n \tag{1.31}$$

La matrice B_{mn} est en général hermitienne.

Parmi les λ et A_n possibles, on choisira la plus petite valeur propre qui correspond au vecteur propre minimal, le calcul numérique de λ_{min} se fera par la méthode itérative.

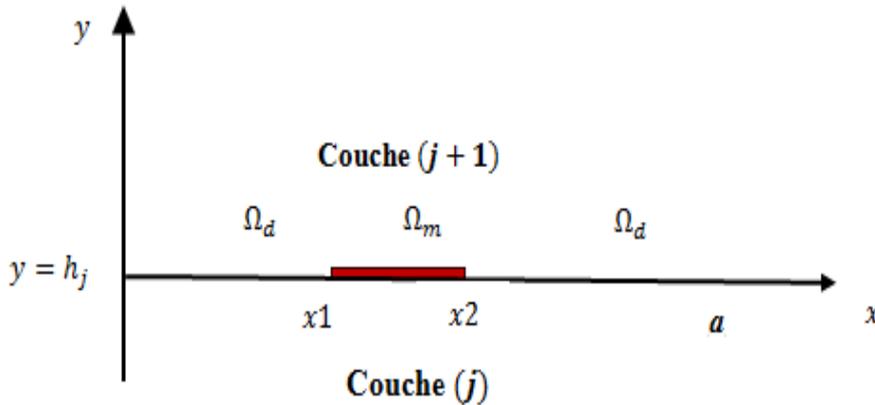


Figure 1.8 : Interface de discontinuité où on applique la méthode LSBR

1.6.3. Techniques de modification sur la méthode LSBR

La méthode LSBR est rigoureusement convergente mais son taux de convergence est plutôt lent. Ainsi, des systèmes matriciels de grande dimension, comme c'est précédemment mentionné, sont nécessaires pour atteindre la précision requise [60]. Pour résoudre ce problème, nous allons citer et présenter des travaux publiés ayant utilisé différentes variantes de LSBR. Le travail présenté en [58] est essentiellement basé sur l'introduction de facteurs de pondération particuliers. Les auteurs en [68] ont utilisé un changement de base par les fonctions d'impulsion rectangulaires satisfaisant les conditions aux limites sur une seule partie de l'interface. La première technique reste très empirique, tandis que la seconde est plus systématique et plus efficace, puisqu'elle permet

l'introduction analytique des "conditions de bord" ; c'est-à-dire des discontinuités conducteur-diélectrique à proximité de l'interface où les conditions aux limites doivent être appliquées. Cependant, l'utilisation de cette alternative a modifié la convergence de la méthode LSBR, qui devient relative et dépend d'un choix adéquat du rapport entre le nombre de modes et celui des fonctions de base. Autre variantes de la LSBR ont été présentées dans la littérature telles que celle proposée par Stankovic.LJ, où la LSBR a été combinée à la transformée de Fourier rapide (FFT), ce qui a entraîné une économie substantielle du temps de calcul et de la mémoire de stockage [69].

Dans [80-82], les chercheurs ont développé une nouvelle variante de la méthode LSBR en régime dynamique (full-wave modes) et qui prend en compte les singularités du champ électromagnétique dans le bord métal-diélectrique dues à l'existence du phénomène de Gibbs. Cette procédure permet d'obtenir des résultats numériques précis et efficaces avec une convergence rapide.

Dans le travail que nous allons présenter, nous utilisons le même principe de la technique discutée en [38] et [71] en le combinant à la méthode variationnelle spatiale dans le mode de propagation quasi-TEM. Les études et les simulations que nous allons effectuer en mode d'approximation quasi-TEM permettront de trouver les caractérisations statiques de structures planaires multicouches [72].

1.6.4. Méthode des moindres carrés modifiées (MLSBR)

Une nouvelle variante appliquée sur la méthode des moindres carrés classique se nomme Modified Least Squares Boundary Residual (MLSBR). Cette variante a été proposée par [38] pour le cas de modes hybrides (full-wave). Elle est basée sur un changement du domaine d'intégration dans le bord métal-diélectrique pour réduire l'effet du phénomène de Gibbs et accélérer la convergence de la sommation de la série de Fourier.

Dans ce travail de thèse, nous allons appliquer la MLSBR pour un autre cas de mode de propagation, qui est le mode fondamental quasi-TEM, afin de calculer les paramètres de propagation d'une ligne microruban. Ce mode est étudié dans des couches isotropes ou anisotropes à l'aide de

la techniques variationnelle et la technique de la matrice de transfert ; pour laquelle on prend en considération le phénomène de Gibbs afin d'en réduire l'influence.

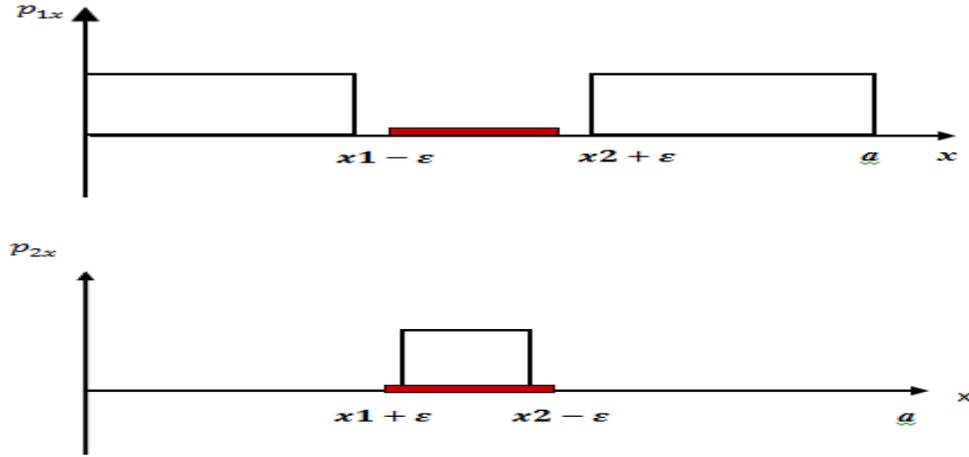


Figure 1.9 : Fonctions de poids unitaires

Nous allons utiliser des fonctions de pondération rectangulaires unitaires (fonctions de poids) dans l'intention de modifier le domaine de l'intégration des deux côtés (droit et gauche) à une distance ε des discontinuités diélectrique / métal ; comme il est montré par la Figure 1.9.

Après l'application de cette variante sur la méthode des moindres carrés et en multipliant les fonctions unitaires $p_1(x)$ dans le domaine Ω_m et $p_2(x)$ dans le domaine Ω_d , la fonction minimale peut être écrite comme suit :

$$\begin{aligned}
 L_1(g_1, g_2) = & \int_{\Omega_{m1}} \sum_{n=1}^N p_2(x) A_n A_m^* u_{1n} u_{1m} \Phi_n(x) \Phi_m(x)^* dx + \\
 & + \int_{\Omega_{d1}} \sum_{n=1}^N p_1(x) A_n A_m^* u_{2n} u_{2m} \psi_n(x) \psi_n(x)^* dx
 \end{aligned} \tag{1.32}$$

$$\begin{aligned}
 L_1(g_1, g_2) = & \\
 = & \sum_{n=1}^N \int_{x_1+\varepsilon}^{x_2-\varepsilon} A_n A_m^* u_{2n} u_{2m} \psi_n(x) \psi_n(x)^* dx + \\
 & + \int_0^{x_1-\varepsilon} A_n A_m^* u_{1n} u_{1m} \Phi_n(x) \Phi_m(x)^* dx \int_{x_2+\varepsilon}^a A_n A_m^* u_{2n} u_{2m} \psi_n(x) \psi_n(x)^* dx
 \end{aligned} \tag{1.33}$$

Avec Ω_{m1} et Ω_{d1} sont des nouveaux domaines d'intégration après l'application des fonctions des poids $p_1(x)$ et $p_2(x)$ sur la fonction $L(g_1, g_2)$ et $\varepsilon = \left(\frac{a}{N}\right)$, sachant que a c'est la largeur de la structure planaire suivant l'axe Ox.

L'approche quasi-TEM proposée, MLSBR, présente plusieurs avantages tels que l'amélioration du taux de convergence et de la précision, l'élimination de la fonction d'expansion pour résoudre une densité de charge inconnue, ainsi que la réduction de l'espace mémoire et du temps.

1.7. Simulateurs électromagnétiques (EM)

Les simulateurs EM résolvent numériquement les équations de Maxwell lorsqu'une structure complexe est divisée en milliers, ou en millions de cellules dans un modèle maillé. Dans ce cas, les équations différentielles, intégrales et même les deux types d'équations sont transformées en équations matricielles et résolues de manière itérative en appliquant des techniques d'inversion de matrice.

Les méthodes numériques sont implémentées dans les solveurs de simulateurs électromagnétiques et peuvent être divisées en trois catégories : le domaine fréquentiel, le domaine temporel et les solveurs de modes propres ou de solutions modales. Les solveurs dans le domaine fréquentiel résolvent généralement les équations de Maxwell sous leur forme intégrale. Ils discrétisent le domaine de solution, construisent une matrice, inversent la matrice ou utilisent l'itération pour trouver la solution. La construction de la matrice et sa solution doivent être répétées pour chaque fréquence.

La liste suivante présente les simulateurs les plus importants : Zeland IE3D, Ansoft HFSS, Ansoft Designer, FEKO, SuperNEC, Momentum-ADS, EMSight-AWR, Sonnet Suite, Microwave Wizard, FEMLAB et COMSOL (qui est un système multiphysique très général basé sur la FEM et capable de résoudre presque n'importe quelle équation différentielle partielle).

Les solveurs du domaine temporel utilisent les équations de Maxwell généralement (mais pas dans tous les cas, contrairement à la technique d'intégration finie) sous leur forme différentielle. En principe, après la discrétisation, la structure simulée est excitée par une forme d'onde dans le domaine temporel. Des équations algébriques sont utilisées pour la mise à jour des champs en fonction de l'espace et du temps jusqu'à ce que la convergence soit atteinte et que les ondes réfléchies à un port ou à un autre point intéressant soient contrôlées. En utilisant la transformée de Fourier discrète ou rapide, il est facile de convertir la réponse dans le domaine des fréquences sur la bande désirée. En réalité, les structures à forte résonance génèrent une réponse temporelle de très grande

longueur, ce qui peut entraîner un temps de simulation inconfortable. Les solveurs dans le domaine fréquentiel et temporel supposent un problème de solution avec une source d'énergie externe, généralement au niveau d'un port. Les méthodes courantes employées sont la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) [73], la technique d'intégration finie (FIT) [74] et la méthode TLM (Transmission Line Matrix) [74]. Les simulateurs de domaine temporel les plus récents sont : CST Microwave Studio (CST MWS), Semcad , IMST Empire , Fidelity, QuickWave , et Mefisto) . Les solveurs de modes propres ou modaux calculent les nombres propres (liés aux fréquences propres) et les modes propres (distributions de champs propres de l'échantillon) de l'équation d'onde homogène correspondante. C'est généralement le choix pour la modélisation des résonateurs et de certains types d'antennes. En dehors de ce qui précède, l'analyse modale 2D est également souvent utilisée pour calculer et identifier les modes des lignes de transmission avant le début de la simulation principale. L'analyse modale est disponible notamment dans les solveurs suivants : Ansoft HFSS, FEMLAB et CST MWS.

Les simulateurs électromagnétiques sont utilisés pour modéliser l'interaction électromagnétique entre les lignes de transmission dans un système multiconducteur et pour calculer leurs impédances, la vitesse de propagation. Les résultats sont généralement des matrices qui représentent les valeurs d'inductance et de capacité effectives des conducteurs. Ces matrices sont la base de tous les modèles de circuits équivalents et sont utilisées pour calculer l'impédance caractéristique, la vitesse de propagation et la diaphonie. Les simulateurs de champ se répartissent en deux catégories principales : bidimensionnels, ou électrostatiques, et tridimensionnels, ou à ondes complètes (Fullwave). La plupart des simulateurs bidimensionnels donnent les matrices d'inductance et de capacité en fonction de la longueur du conducteur, ce qui convient généralement mieux à l'analyse et à la modélisation des lignes micro-rubans.

Actuellement, différents simulateurs EM sont disponibles pour l'analyse électromagnétique des structures de transmission planaires. En fait, les simulateurs EM sont classés en fonction du nombre de coordonnées spatiales, ou de dimensions (D), considérées lors de la résolution d'une structure donnée dans certaines conditions. Cette classification répertorie les types de simulateurs comme suit [75] :

-1D : Ces approches sont utilisées pour résoudre des problèmes où les fonctions de champ et de source sont supposées dépendre d'une dimension spatiale. Des exemples typiques de lignes de transmission sont ceux qui traitent de la propagation d'ondes planes uniformes avec une dépendance radiale.

-2D : Ces approches sont utilisées pour résoudre les problèmes où les champs et les fonctions sources peuvent être supposés dépendre de deux dimensions. Les applications typiques incluent les

structures planes telles que les problèmes de section dans les lignes de transmission et les guides d'ondes, les problèmes EM transversaux coaxiaux (TEM).

-**2.5D** : Dans ce cas, les problèmes sont résolus en considérant la dépendance des champs EM sur trois dimensions. Néanmoins, leurs sources sont supposées être confinées dans des plans conducteurs à deux dimensions d'espace et en considérant un nombre arbitraire de couches diélectriques infinies avec des interconnexions conductrices entre elles.

-**3D (Full-wave)** : Il s'agit d'une méthode de résolution de problèmes où l'on considère que les champs et les fonctions sources varient dans trois dimensions de l'espace. Cette catégorie implique des formulations générales full-wave [76].

Chapitre 02

MODELISATION ET SIMULATION DE LIGNES DE TRANSMISSION PLANAIRES DANS UN MILIEU STRATIFIE

2.1. Introduction

Les dernières années ont connu un développement rapide des circuits intégrés monolithiques micro-ondes (MMICs). L'étude de ces circuits est confrontée à de nombreux et difficiles problèmes

électromagnétiques. Beaucoup de ces problèmes ont été résolus par l'utilisation de la méthode LSBR, d'où l'intérêt de cette méthode dans toutes les études dans ce domaine [77].

L'analyse des modes hybrides est la meilleure technique pour déterminer les paramètres de propagation du micro-ruban dans un milieu multicouches en gamme des hyperfréquences. Cependant, en dessous de cette gamme, une approximation quasi-TEM est acceptable.

Dans ce chapitre, nous allons implémenter une approche semi analytique basée sur l'hybridation de la méthode MLSBR et de la technique variationnelle associée à la technique de la matrice de transfert, qui permet de calculer les paramètres de caractérisation quasi-TEM des lignes micro-rubans. De nombreux exemples de structures planaires multicouches sont présentés dans ce chapitre.

2.2. Formulation théorique

Soit une ligne de transmission à conducteur fermé (blindée), telle que présentée dans la Figure 2.1. Dans cette configuration de la ligne, l'un des conducteurs est mis à la terre et l'autre conducteur est chargé positivement ou négativement.

Les équations de Maxwell sont les équations de base qui définissent tous les phénomènes électromagnétiques et sont exprimées en unités MKSA sous forme de :

$$\vec{\nabla} \times \vec{D} = -j\omega\mu_{ri}\mu_0\vec{H} \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + j\omega\epsilon_{ri}\epsilon_0\vec{E} \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

$\vec{D} = \epsilon_{ri}\epsilon_0\vec{E}$ et $\vec{B} = \mu_{ri}\mu_0\vec{H}$ qui représentent des vecteurs de densité de flux électrique et magnétique, respectivement, sont liées par les polarisations électrique et magnétique du matériau (*i*). La ligne de transmission supportera un mode électromagnétique transverse quasi-TEM. L'avantage du mode est que les vecteurs de champ n'ont que des composantes transversales. Par conséquent et pour simplifier le problème full-wave en quasi-TEM, nous commencerons par dériver et séparer les équations des composantes de champs électrique et magnétique longitudinales E_z et H_z , dans une ligne de transmission uniforme de géométrie générale remplie d'un matériau homogène, des composantes transversales :

$$\vec{E} = \vec{E}_t + E_z \vec{e}_z \quad (2.5)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_t + H_z \vec{e}_z \quad (2.6)$$

Où l'indice t représente les composantes transversales. En substituant l'équation (2.5) et (2.6) dans les équations (2.1) et (2.2), pour le milieu sans perte $\sigma = 0$, deux ensembles d'équations de Maxwell, pour les milieux isotropes, s'écrivent sous les formes suivantes :

$$\vec{\nabla}_t \times E_z \vec{e}_z + \frac{\partial}{\partial z} E_t \times \vec{e}_z = j\omega\mu \vec{H}_t, \quad \vec{\nabla}_t \times \vec{E}_t = j\omega\mu H_z \vec{e}_z \quad (2.7)$$

$$\vec{\nabla}_t \times H_z \vec{e}_z + \frac{\partial}{\partial z} H_t \times \vec{e}_z = -j\omega\varepsilon \vec{E}_t, \quad \vec{\nabla}_t \times \vec{H}_t = -j\omega\varepsilon E_z \vec{e}_z \quad (2.8)$$

En fait, $|E_z| \ll |E_T|$ et $|h_z| \ll |H_T|$, ce qui implique que le champ est quasi-TEM, pour le milieu sans perte $\sigma = 0$. Les équations de Maxwell (2.7), (2.8), pour ce mode, s'écrivent alors :

$$\frac{\partial}{\partial z} E_t \times \vec{e}_z = j\omega\mu_0\mu_{ri} \vec{H}_t; \quad \vec{\nabla}_t \times \vec{E}_t = 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} H_t \times \vec{e}_z = -j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{ri} \vec{E}_t; \quad \vec{\nabla}_t \times \vec{H}_t = 0 \quad (2.10)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}_t = \rho \quad (2.11)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_t = 0 \quad (2.12)$$

Où ε_{ri} est la constante diélectrique relative du milieu (i), μ_{ri} est la perméabilité relative du milieu (i), ε_0 est la permittivité du vide, μ_0 est la perméabilité du vide, \vec{D}_t et \vec{B}_t sont les vecteurs de densité de flux électrique et magnétique transversaux, \vec{E}_t et \vec{H}_t sont leurs vecteurs de champ transversal.

Les équations montrent que les vecteurs de champ transversal peuvent être exprimés en termes de gradient de certaines fonctions scalaires $\phi_i(x, y)$ et $\Psi_i(x, y)$ sous la forme suivante :

$$\vec{E}_t = -\vec{\nabla}_t \phi_i(x, y) \quad (2.13)$$

$$\vec{H}_t = -\vec{\nabla}_t \Psi_i(x, y) \quad (2.14)$$

A partir des équations (2.11), (2.12), (2.13), et (2.14) ; nous obtenons les équations de la Laplace :

$$\vec{\nabla}_t^2 \phi_i(x, y) = 0 \quad (2.15)$$

$$\vec{\nabla}_t^2 \Psi_i(x, y) = 0 \quad (2.16)$$

Où $\phi_i(x, y)$ et $\Psi_i(x, y)$ sont des potentiels électrique et magnétique scalaires, par conséquent, les vecteurs de champ peuvent être obtenus en résolvant les équations de Laplace à deux dimensions (2.15) et (2.16). En d'autres termes, \vec{E}_t et \vec{H}_t sont des vecteurs qui se trouvent dans le plan xoy et leurs ondes se propagent dans la direction +z en régime sinusoïdal. Les solutions des équations (2.13) et (2.14) pour les vecteurs champs \vec{E}_t et \vec{H}_t sont :

$$\vec{E}_t = -e^{-j\beta z} \vec{\nabla}_t \phi_i(x, y) = \vec{e}_t e^{-j\beta z} \tag{2.17}$$

$$\vec{H}_t = -e^{-j\beta z} \vec{\nabla}_t \Psi_i(x, y) = \vec{h}_t e^{-j\beta z} \tag{2.18}$$

Où β représente la constante de phase, \vec{e}_t et \vec{h}_t sont des phasors.

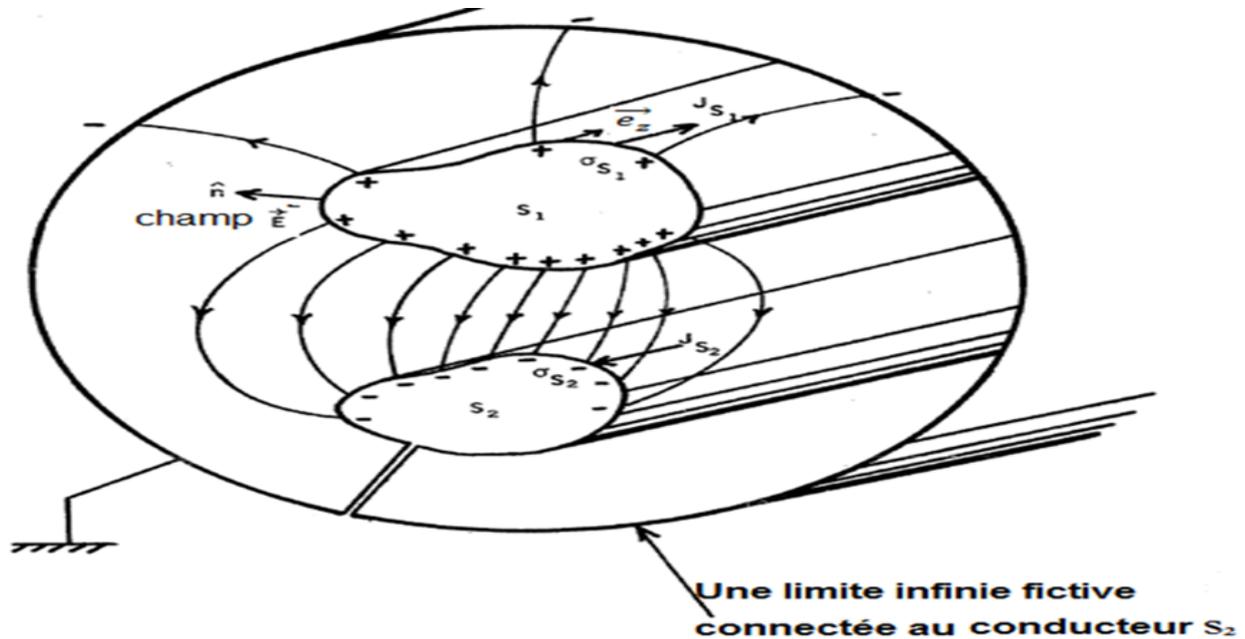


Figure 2.1 : Une ligne de transmission homogène blindée.

Mais ces champs doivent aussi satisfaire l'équation de Helmholtz :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}_t + k^2 \vec{E}_t = 0 \tag{2.19}$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H}_t + k^2 \vec{H}_t = 0 \tag{2.20}$$

Sachant que $\vec{\nabla} = \vec{\nabla}_t - j\beta \vec{e}_z$, c'est-à-dire que la dérivée seconde par rapport à z donne un facteur $-\beta^2$. Par ailleurs, $k_c^2 = k^2 - \beta^2 = \omega^2 \mu_i \epsilon_i - \beta^2$ est nul en mode quasi-TEM car ce mode n'a pas de fréquence de coupure et sa constante de propagation est identique à celle d'une onde plane uniforme se propageant dans un milieu homogène non borné, avec les mêmes caractéristiques électriques que celles du mode TEM.

La différence de potentiel, V , entre les deux conducteurs est donnée par la formule suivante :

$$V = \int_{s_1}^{s_2} \vec{e}_t \cdot \vec{dl} \quad (2.21)$$

Par ailleurs, la capacité, C , par unité de longueur est exprimée comme suit :

$$C = \frac{Q_t}{V} = \frac{\oint_{s_1} \varepsilon \vec{n} \vec{\nabla}_t \phi_i(x, y)}{\int_{s_1}^{s_2} \vec{\nabla}_t \phi_i(x, y) \cdot \vec{dl}} \quad (2.22)$$

Où \vec{n} est le vecteur unitaire normal à la surface du conducteur. D'autre part, dans le cas de la magnétostatique, le vecteur densité de courant de surface, sur le conducteur S_1 , est donné par :

$$\vec{J}_{S1} = \vec{n} \times \vec{h}_t \quad (2.23)$$

\vec{h}_t est orthogonal à \vec{e}_t et sont liés par l'expression suivante :

$$\vec{h}_t = \frac{\vec{e}_z \times \vec{e}_t}{\eta} = \frac{1}{120\pi} \vec{e}_z \sqrt{\frac{\varepsilon_{ri}}{u_{ri}}} \times \vec{e}_t \quad (2.24)$$

$\eta = \sqrt{\frac{\mu_i}{\varepsilon_i}}$ est appelée impédance intrinsèque du milieu

Le rapport des composantes des champs \vec{e}_t et \vec{h}_t est connu comme l'impédance intrinsèque du milieu. En espace libre, l'impédance intrinsèque est $\eta_0 = 120\pi \Omega$. Notez que les vecteurs \vec{e}_t et \vec{h}_t sont orthogonaux entre eux et orthogonaux à la direction de propagation ($\pm z$)

Le courant total, I , sur le conducteur S_1 est exprimé par :

$$I = \oint_{S_1} |\vec{J}_{S1}| dl = \frac{1}{120\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon_{ri}}{u_{ri}}} \oint_{S_1} \vec{n} \cdot \vec{\nabla}_t \phi_i(x, y) \vec{dl} \quad (2.25)$$

A partir des équations (2.22) et (2.23), nous obtenons la relation entre le courant total, I , et la charge totale, Q_t , par unité de longueur comme suit :

$$I = Q_t \frac{v_0}{\sqrt{\varepsilon_{ri} u_{ri}}} = Q_t V \quad (2.26)$$

Le flux magnétique total, par unité de longueur, est calculé par la formule suivante :

$$\Psi_t = \int_{s_1}^{s_2} \mu_{ri} \mu_0 |\vec{h}_t| \vec{dl} = \int_{s_1}^{s_2} \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \sqrt{\varepsilon_{ri} \mu_{ri}} \vec{\nabla}_t \phi_i(x, y) \vec{dl} \quad (2.27)$$

A partir des équations (2.23) et (2.24), nous obtenons la relation entre le flux magnétique total, par unité de longueur et la différence de potentiel, V , entre les deux conducteurs comme étant :

$$\Psi_t = \frac{V \sqrt{\varepsilon_{ri} \mu_{ri}}}{v_0} = \frac{V}{v} \quad (2.28)$$

Par ailleurs, nous avons seulement besoin d'obtenir la capacité, par unité de longueur, en présence et en absence du diélectrique (qui est remplacé par un espace libre).

$$C_0 = \frac{C}{\varepsilon_r} = \frac{\oint_{S_1} \varepsilon_0 \vec{n} \cdot \vec{\nabla}_t \phi_i(x, y)}{\int_{S_1} \vec{\nabla}_t \phi_i(x, y) \cdot d\vec{l}} \quad (2.29)$$

L'inductance L , par unité de longueur et en fonction de la capacité en espace libre, est définie comme suit :

$$L = \frac{\Psi_t}{I} = \frac{\mu \varepsilon_0}{C_0} \quad (2.30)$$

D'après les équations (2.21),(2.22) et (2.26), l'impédance caractéristique de la ligne de transmission TEM sans perte est déterminée par la formule suivante :

$$Z_c = \frac{V}{I} = \frac{1}{Cv} = Lv = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (2.31)$$

2.3. Conditions aux limites

Afin de résoudre les équations de Maxwell comme un ensemble d'équations différentielles, des conditions aux limites appropriées doivent être appliquées pour obtenir des solutions uniques. À la surface de séparation entre deux milieux différents (i) et ($i + 1$), le champ électrique tangentiel et le champ magnétique normal sont continus :

$$\vec{E}_{t(i)} = \vec{E}_{t(i+1)} \quad (2.32)$$

$$\vec{B}_{n(i)} = \vec{B}_{n(i+1)} \quad (2.33)$$

La différence entre les vecteurs déplacements électriques normaux est égale à la densité de charge de surface :

$$\vec{D}_{n(i+1)} - \vec{D}_{n(i)} = \rho_s \quad (C/m^2) \quad (2.34)$$

Pour les conducteurs parfaits dans des conditions de courant continu, il n'y a pas de champ électrique à l'intérieur du conducteur car le champ électrique interne créé par les charges de surface annule les champs électriques externes et le champ électrique total est donc nul, $\vec{E}_t = 0$. Si le champ magnétique est statique et ne varie pas avec le temps, il pénètre dans le conducteur parfait. Pour la plupart des conducteurs, la perméabilité relative est proche de un. Pour les conducteurs parfaits dans des conditions de courant alternatif, les champs électrique et magnétique à l'intérieur du conducteur sont tous deux nuls, c'est-à-dire $\vec{E}_t = \vec{B}_n = 0$.

La différence entre les champs magnétiques tangentiels est égale à la densité de courant de surface, est :

$$\vec{H}_{t(i+1)} - \vec{H}_{t(i)} = J_s \quad (A/m^2) \quad (2.35)$$

2.4. Théorie et modèle de base de la ligne de transmission planaire

En général, les lignes de transmission ont, en commun, de constituer une paire de conducteurs parallèles entre lesquels une tension de signal est appliquée. Pour la théorie des circuits à basses fréquences, une ligne de transmission est considérée comme électriquement petite par rapport à la longueur d'onde du signal transmis. Cependant, lorsque la fréquence de fonctionnement est plus élevée, la longueur d'onde décroît et la taille physique de la ligne de transmission se rapproche de la longueur d'onde électrique du signal transmis. L'amplitude et la phase des ondes de tension et de courant peuvent alors varier de manière significative en fonction de la position sur la ligne de transmission. Bien que les lignes de transmission micro-rubans planaires soient des réseaux à paramètres distribués, elles sont modélisées comme des réseaux en échelle à éléments localisés. La Figure 2.2 représente le modèle à éléments localisés d'une ligne de transmission.

Les paramètres primaires de la ligne de transmission décrivent les ondes de courant et de tension, ainsi que la manière dont les caractéristiques physiques de la ligne influent sur la propagation.

Dans lequel R, L, G et C sont des quantités définies par unité de longueur telles que :

R = résistance série par unité de longueur, pour les deux conducteurs, en Ω/m .

L = inductance série par unité de longueur, pour les deux conducteurs, en H/m.

C = capacité en dérivation par unité de longueur, en F/m.

G = conductance en dérivation par unité de longueur, en S/m.

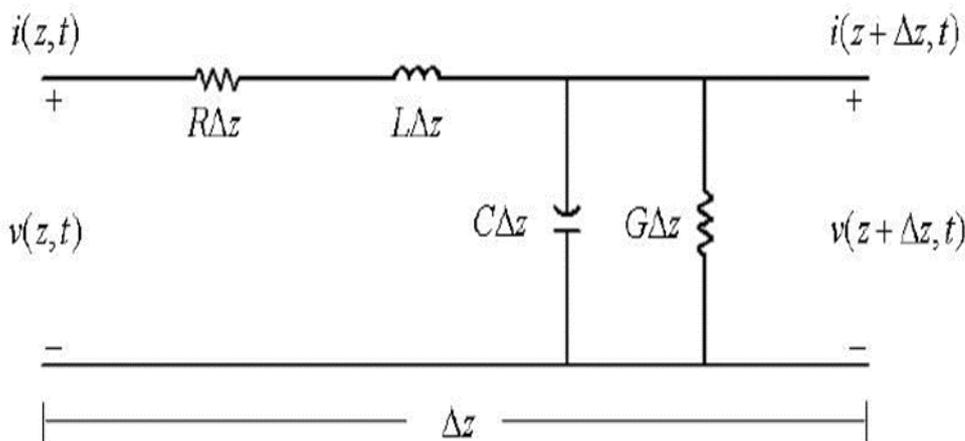


Figure 2.2. Modèle de ligne de transmission

Pour analyser la ligne de transmission, il suffit d'appliquer les lois de Kirchhoff et de prendre la limite lorsqu'un élément de ligne tend vers zéro. Les équations qui en résultent sont connues sous le nom des équations des télégraphistes pour le courant et la tension sur la ligne de transmission.

$$\frac{\partial v(z, t)}{\partial z} = -L \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} - Ri(z, t) \quad (2.36)$$

$$\frac{\partial i(z, t)}{\partial z} = -C \frac{\partial v(z, t)}{\partial t} - Gv(z, t) \quad (2.37)$$

En utilisant une notation de phaseur basée sur le cosinus pour des conditions de régime permanent sinusoïdal, (2.36) et (2.37) peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} \frac{dV(z)}{dz} = -(R + j\omega L)I(z) = -ZI(z) & (a) \\ \frac{dI(z)}{dz} = -(G + j\omega C)V(z) = -YV(z) & (b) \end{cases} \quad (2.38)$$

En dérivant l'équation (2.38a) par rapport à z et en substituant le résultat dans l'équation (2.38b).

$$\begin{cases} \frac{d^2V(z)}{dz^2} = -(R + j\omega L) \frac{dI(z)}{dz} = ZYV(z) & (a) \\ \frac{d^2I(z)}{dz^2} = -(G + j\omega C) \frac{dV(z)}{dz} = YZI(z) & (b) \end{cases} \quad (2.39)$$

Une solution générale pour les équations des ondes est de la forme $V(z) = Ae^{\pm\gamma z}$, $I(z) = Ae^{\pm\gamma z}$.

En dérivant deux fois, par rapport à z , on obtient $\frac{d^2V(z)}{dz^2} = \gamma^2 Ae^{\pm\gamma z}$.

$$\begin{cases} \frac{d^2V(z)}{dz^2} = \gamma^2 V(z) = ZYV(z) & (a) \\ \frac{d^2I(z)}{dz^2} = \gamma^2 I(z) = YZI(z) & (b) \end{cases} \quad (2.40)$$

Les solutions aux équations (2.40) et (2.40 (b)) sont données par [78],[79] :

$$V(z) = V_0^+ e^{-\gamma z} + V_0^- e^{+\gamma z} \quad (2.41)$$

$$I(z) = I_0^+ e^{-\gamma z} + I_0^- e^{+\gamma z} \quad (2.42)$$

Les termes $e^{-\gamma z}$ et $e^{+\gamma z}$ représentent la propagation des ondes dans les directions $+z$ et $-z$, respectivement. En intégrant les équations (2.40) dans les équations (2.41) et (2.42), on obtient :

$$I(z) = \frac{\gamma}{(R + j\omega L)} (V_0^+ e^{-\gamma z} + V_0^- e^{+\gamma z}) \quad (2.43)$$

$$V(z) = \frac{\gamma}{(G + j\omega C)} (I_0^+ e^{-\gamma z} + I_0^- e^{\gamma z}) \quad (2.44)$$

Le rapport entre les équations (2.44) et (2.44) démontre que l'impédance caractéristique Z_c peut être exprimée par :

$$Z_c = \sqrt{\frac{(R + j\omega L)}{(G + j\omega C)}} \quad (2.45)$$

L'impédance caractéristique d'une ligne de transmission est un paramètre très important dans la théorie des lignes de transmission. Elle est définie par le rapport entre la tension et le courant pour une onde se déplaçant dans le sens direct.

La constante de propagation γ d'une ligne de transmission est obtenue en substituant les équations (2.42) et (2.41) par les (2.43) et (2.44), ce qui donne les résultats suivants :

$$\gamma^2 = YZ = (R + j\omega L)(G + j\omega C) \quad \text{et} \quad \gamma = \pm \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \quad (2.46)$$

Pour les matériaux à faibles ou à fortes pertes, la constante de propagation est un nombre complexe : $\gamma = \alpha + j\beta$. Le terme réel α traduit une atténuation de l'onde et la composante imaginaire β traduit un changement de phase du signal transmis.

Les paramètres de circuit distribué R , L , C et G , pour une ligne de transmission planaire, peuvent aussi être déterminés à partir d'une évaluation de l'énergie stockée dans les champs électrique et magnétique et de la perte de puissance par unité de longueur. Le stockage d'énergie dans le champ magnétique est représenté par l'inductance série L tandis que le stockage d'énergie dans le champ électrique est représenté par la capacité shunt distribuée C . La perte d'énergie dans les conducteurs est prise en compte par une résistance série R . Enfin, la perte de puissance dans le diélectrique peut être incluse en introduisant une conductance de dérivation G . Les définitions appropriées pour les paramètres L , C , R et G , basées sur les concepts ci-dessus, sont les suivantes :

$$L = \frac{\mu_i'}{II^*} \int_s \vec{H} \cdot \vec{H}^* ds \quad (2.47)$$

$$C = \frac{\varepsilon_i'}{VV^*} \int_s \vec{E} \cdot \vec{E}^* ds \quad (2.48)$$

$$R = \frac{R_s}{II^*} \int_s \vec{H} \cdot \vec{H}^* ds \quad (2.49)$$

$$G = \frac{\omega \varepsilon_i' \tan \delta}{VV^*} \int_s \vec{E} \cdot \vec{E}^* ds \quad (2.50)$$

Dans laquelle \vec{E} et \vec{H} sont les vecteurs phaseurs de champs électrique et magnétique, "*" désigne l'opération complexe conjugué, $R_s = \pi\mu\rho$ est la résistance de surface des conducteurs, ϵ'_i et μ'_i sont les parties réelles de permittivité et perméabilité correspondantes du matériau diélectrique entourant les conducteurs et $\tan\delta$ est la tangente de perte.

2.5. Validité du modèle quasi-TEM

Le modèle quasi-TEM a été dérivé en utilisant plusieurs hypothèses sur les champs de propagation. La conductivité finie va générer un champ électrique longitudinal dû à la loi d'Ohm. L'effet de peau provoquera une augmentation de la résistance et une diminution de l'inductance pour les hautes fréquences. Tous ces effets peuvent conduire à des déviations à la propagation pure des ondes TEM et donc rendre invalides les modèles électriques qui en sont dérivés. Dans les cas où les pertes sont très importantes, les hypothèses quasi-TEM seront invalides et une analyse full-wave est nécessaire pour analyser la transmission du signal. En supposant que la conductivité du matériau environnant est négligeable, le domaine de validité du modèle quasi-TEM est le suivant [80] :

$$d \ll \frac{1}{\omega \sqrt{\langle u_i \rangle \langle \epsilon_i \rangle}} \quad (2.51)$$

Où d est la section transversale des interconnexions et $\langle . \rangle$ est la moyenne spatiale. Pour les applications VLSI, ϵ_i est proche de la permittivité du SiO₂ $\approx 35,4$ pF/m [81]. Si nous prenons $d=10$ μm comme valeur maximale typique pour les dimensions de la section transversale des interconnexions, la validité du modèle quasi-TEM tient pour des fréquences de signal telles que :

$$\omega = 2\pi f \ll \frac{1}{d \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{rSiO_2}}} = 1.5 \cdot 10^{13} \frac{\text{rad}}{\text{s}} \Rightarrow f = 2.4 \text{THz} \quad (2.52)$$

Ce qui est au-delà des fréquences significatives des signaux numériques dans les circuits intégrés. Ainsi, le modèle quasi-TEM est clairement applicable dans ces cas.

Pour les structures de lignes de transmission multicouches planaires en technologies MIC et MMIC, la validité de modèle quasi-TEM tient au fait que l'épaisseur du substrat doit être faible par rapport à la longueur d'onde de fonctionnement. Par conséquent, l'épaisseur de chaque couche du substrat a été choisie de manière à ce que l'épaisseur totale du substrat soit approximativement égale $\frac{\lambda_0}{10}$ [82].

2.6. Caractérisation numérique de structures planaires multicouches

Dans cette section, nous allons présenter une étude générale quasi-TEM qui s'applique sur des structures planaires constituées de lignes de transmission micro-ruban multicouches. Considérons pour cela une structure de propagation réalisée comportant n couches diélectriques stratifiées, tel que représentée dans la Figure 2.3. Chaque couche, d'indice i , est constituée d'un matériau, linéaire, homogène et isotrope sans pertes. La ligne micro-ruban parfaitement conductrice, de largeur w et d'épaisseur nulle, est noyée dans ce milieu stratifié. Elle est placée à des distances x_1 et x_2 des parois métalliques de gauche et de droite, respectivement. Le boîtier, les plans de masse et la ligne sont supposés constitués de conducteurs électriques parfaits (PFC). Les substrats diélectriques sont supposés être sans perte.

L'ensemble de la structure 2D, placé à l'intérieur du boîtier rectangulaire métallique, est délimité par des plans latéraux à $x = 0$, $x = a$ et des plans horizontaux à $y = 0$, $y = b$ qui peuvent être des parois électriques (composants électriques tangentiels nulles). Les couches diélectriques sont définies par la permittivité diélectrique ε_i , la perméabilité magnétique μ_i et ont une épaisseur h_i . Le plan $y = h_j$ est un plan de discontinuité de la structure multicouche composé de deux domaines complémentaires Ω_m et Ω_d avec le domaine Ω_m désignant le ruban métallique et le domaine Ω_d désignant l'interface diélectrique présente de part et d'autre de ce ruban (voir Figure 1.9).

Nous allons développer les équations essentielles à satisfaire par les potentiels électriques scalaires pour une ligne de transmission telle qu'un micro-ruban multicouche sans perte. A partir de ces équations, nous obtenons ensuite des équations simplifiées qui décriront le mode de propagation quasi-TEM. C'est le rapport entre les dimensions de la ligne et la longueur d'onde qui détermine si une ligne micro-ruban peut être décrite de manière adéquate en termes de mode de propagation quasi-TEM. Dans les circuits MIC avec des largeurs de ligne aussi petites que $100 \mu\text{m}$, cette bande de fréquence peut s'étendre jusqu'à 20 à 30 GHz et pour les circuits MMIC multicouches, pour cela peut s'étaler jusqu'aux ondes millimétriques. L'un des objectifs de cette étude est de généraliser une étude quasi-TEM s'appliquant sur une ligne de transmission multicouche isotrope blindée.

2.6.1. Approximation quasi-TEM

Lorsque le milieu d'une ligne de transmission est de type inhomogène, la ligne de transmission ne supporte pas un mode TEM pur (différentes permittivités diélectriques ε_i).

Par conséquent, il doit y avoir des composantes de champ non nulles dans la direction de la propagation de l'onde. Ainsi, le mode de propagation ne peut pas être purement TEM, ni TE, ni TM et sera un mode hybride qui est une combinaison d'un mode TE et TM. La méthode de résolution des

paramètres d'une ligne de transmission en mode hybride consiste à résoudre les équations de Maxwell dans chaque milieu et à appliquer les conditions limites d'adaptation à chaque interface.

La première hypothèse est que la fréquence de fonctionnement est basse, de sorte que la longueur d'onde est beaucoup plus grande que les dimensions transversales de la ligne de transmission inhomogène, donc la propagation de l'onde est seulement dans la direction z . La deuxième hypothèse est que les propriétés des milieux sont suffisamment proches pour empêcher l'excitation de modes d'ordre supérieur à l'interface inhomogène. La troisième hypothèse est que chaque milieu est à faible perte. Sous ces hypothèses, la ligne de transmission inhomogène peut supporter un mode quasi-TEM. Pour simplifier encore le problème, les hypothèses suivantes sont posées pour chaque type de ligne de transmission : 1) Chaque couche diélectrique est homogène, isotrope linéaire et non magnétique ($\mu_{ri} = 1$). 2) Le boîtier et la ligne micro-ruban sont des conducteurs parfaits (conductivité infinie) et sont encore uniformes. 3) La géométrie transversale est longitudinalement uniforme (l'impédance caractéristique ne change pas dans la direction de la propagation). Avec cette approximation quasi-TEM, la valeur de la capacité de la ligne peut être employée pour calculer l'impédance caractéristique, la constante diélectrique effective et la perte diélectrique de la ligne (s'il y a des pertes). Il suffit donc de résoudre l'équation de Poisson bidimensionnelle sur la section transversale de la ligne. La structure multicouche de la ligne de transmission est présentée dans la Figure 2.3.

2.6.2. Expressions des potentiels et champs électriques.

Considérons la structure multicouche de la ligne de transmission micro-ruban représentée en Figure 2.3. La distribution du potentiel électrostatique en tout point doit satisfaire l'équation de Poisson et les conditions aux limites aux surfaces de séparation des matériaux diélectriques et conducteurs.

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \phi_i^m(x, y) = \frac{\rho(x, y)}{\epsilon_{ri} \epsilon_0} \quad (2.22)$$

Ici, $\rho(x, y)$ est la distribution de la charge sur la surface de la bande conductrice, ϵ_{ri} et ϵ_0 , sont, respectivement, la permittivité relative et la permittivité libre du milieu (i).

$\phi_i^m(x, y)$ est le potentiel électrique dans la $i^{\text{ième}}$ couche et $\phi_{i+1}^m(x, y)$ est le potentiel dans la couche $(i + 1)^{\text{ième}}$. Ils satisfont l'équation de Poisson dans chaque milieu homogène et la continuité de potentiels à l'interface $y = h_i$. Comme il n'y a de charges, sauf à l'interface $y = h_j$, nous obtenons :

$$\vec{\nabla}_t^2 \phi_i^m(x, y) = \vec{\nabla}_t^2 \phi_{i+1}^m(x, y) = 0, \quad i=1 \dots \dots \dots n \quad (2.23)$$

En utilisant la méthode de séparation des variables et en supposant que :

$$\phi_i^m(x, y) = X(x)Y(y) \quad (2.24)$$

Nous pouvons transformer l'équation (2.23) et (2.55) en :

$$X(x) \frac{\partial^2 Y(y)}{\partial y^2} + Y(y) \frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} = 0 \quad (2.25)$$

L'existence de plans latéraux métalliques permet de considérer la structure comme périodique, de période p_m égale à la distance entre les deux murs électriques, ce qui permet de choisir pour chacun des potentiels un développement en série de Fourier. Ces fonctions sont représentées comme une somme de fonctions de base en termes de séries de sinus de Fourier satisfaisant l'équation de Laplace et les conditions aux limites.

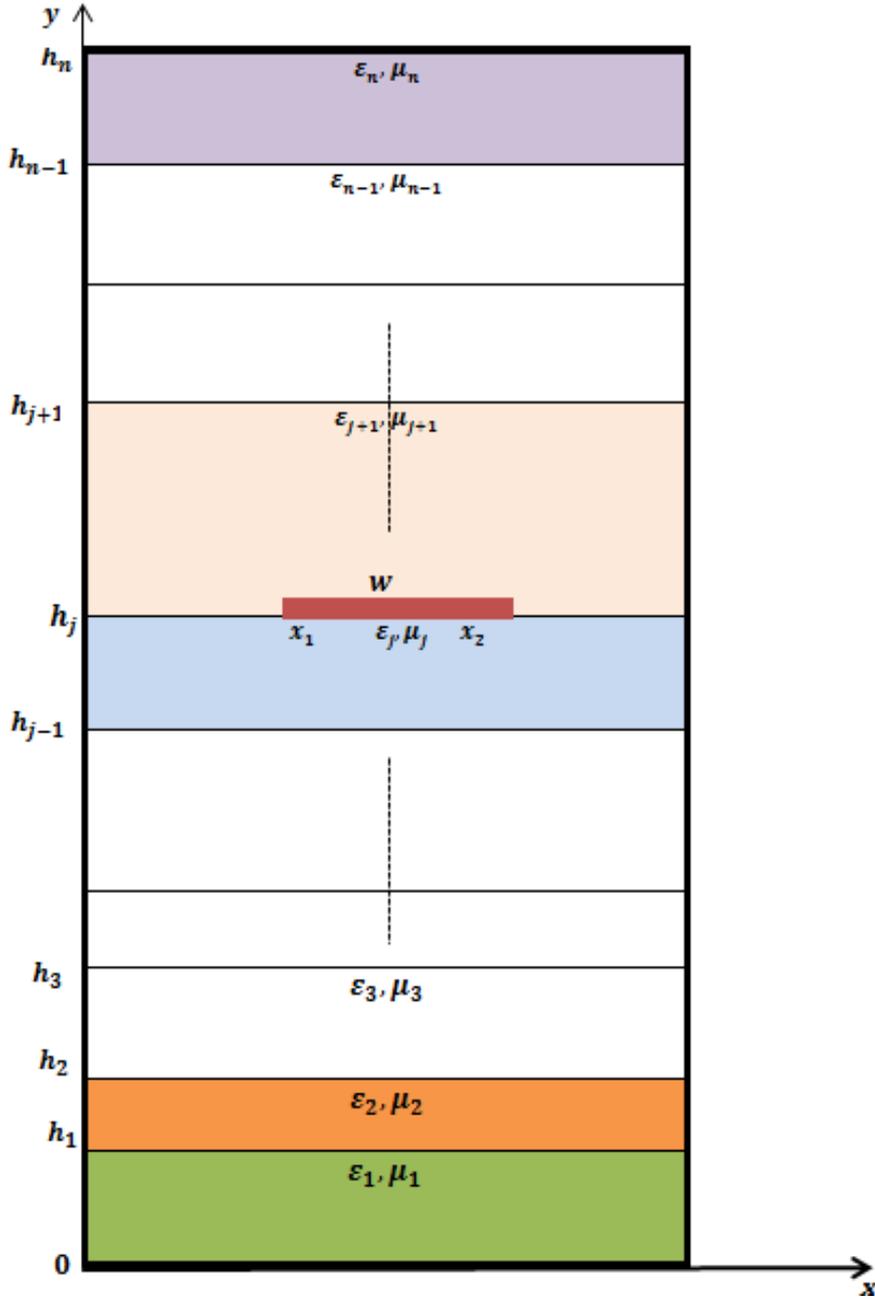


Figure 2.3 : Structure de la ligne micro-ruban multicouche blindée.

Par conséquent, nous pouvons écrire pour chaque milieu (i) :

$$\phi_i^m(x, y) = \sum_{m=1}^{m=N} [A_m^{(i)} \sinh(p_m(y - h_{i-1})) + B_m^{(i)} \cosh(p_m(y - h_{i-1}))] \sin(p_m x) \quad (2.26)$$

$$\phi_{i+1}^m(x, y) = \sum_{m=1}^{m=N} [A_m^{(i+1)} \sinh(p_m(y - h_i)) + B_m^{(i+1)} \cosh(p_m(y - h_i))] \sin(p_m x) \quad (2.27)$$

2.6.2.1. Conditions aux limites et continuité

L'application des conditions de continuité ainsi que les conditions aux limites sur les différentes interfaces nous permet de déterminer facilement les champs et potentiels électriques.

Les Conditions aux limites des densités de champ électrique normales à l'interface $y = h_i$ entre la couche (i) et la couche ($i + 1$), qui ne contiennent pas le conducteur (le micro-ruban $i \neq j$), s'écrivent :

$$\vec{D}_{n(i+1)} - \vec{D}_{n(i)} = 0 \rightarrow \varepsilon_i \frac{\partial}{\partial y} \phi_m^i(x, h_i) = \varepsilon_{i+1} \frac{\partial}{\partial y} \phi_m^{i+1}(x, h_i) \quad (2.28)$$

Les Conditions de continuité des potentiels électriques à l'interface $y = h_i$ entre la couche (i) et la couche ($i + 1$) :

$$\phi_i^m(x, h_i) = \phi_{i+1}^m(x, h_i) \quad (2.29)$$

2.6.2.2. Matrices de transfert

Le terme matrice de transfert utilisé dans cette analyse se rapporte à la matrice particulière reliant les coefficients de fonction potentielle transformée d'une couche quelconque à celle d'une couche adjacente, à condition que la micro-ruban ne soit pas située entre ces deux couches diélectriques [85]. La structure complète est divisée en deux parties : les couches au-dessus et les couches en-dessous de la ligne micro-ruban. Les matrices de transfert récursives pour ces deux parties peuvent être déduites à partir des conditions de continuités à l'interface entre deux diélectriques successifs, des fonctions de potentiels et encore des vecteurs de densités électriques. C'est-à-dire que le point source se situe à l'interface entre la couche (i) et ($i + 1$).

Afin de générer cette matrice, considérons les fonctions transformées $F_m^{i+1,i}$ aux couches (i) et ($i+1$) qui sont données par les équations (2.57) et (2.58). En substituant ces équations aux équations (2.28) et (2.29), on obtient les relations suivantes :

$$\begin{bmatrix} A_m^{(i+1)} \\ B_m^{(i+1)} \end{bmatrix} = [F_m^{i+1,i}] \begin{bmatrix} A_m^{(i)} \\ B_m^{(i)} \end{bmatrix} \quad (2.30)$$

$$\text{Où } [F_m^{i+1,i}] = \begin{bmatrix} \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_{i+1}} \cosh(p_m H_i) & \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_{i+1}} \sinh(p_m H_i) \\ \sinh(p_m H_i) & \cosh(p_m H_i) \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

avec $H_i = h_i - h_{i-1}$

Le système peut aussi être présenté dans sa forme de matrice inverse :

$$\begin{bmatrix} A_m^{(i)} \\ B_m^{(i)} \end{bmatrix} = [F_m^{i+1,i}]^{-1} \begin{bmatrix} A_m^{(i+1)} \\ B_m^{(i+1)} \end{bmatrix} = [F_m^{i,i+1}] \begin{bmatrix} A_m^{(i+1)} \\ B_m^{(i+1)} \end{bmatrix} \quad (2.32)$$

$$[F_m^{i+1,i}]^{-1} = [F_m^{i,i+1}] = \begin{bmatrix} \frac{\varepsilon_{i+1}}{\varepsilon_i} \cosh(p_m H_i) & -\sinh(p_m H_i) \\ -\frac{\varepsilon_{i+1}}{\varepsilon_i} \sinh(p_m H_i) & \cosh(p_m H_i) \end{bmatrix} \quad (2.33)$$

Ici, les matrices $[F_m^{i+1,i}]^{-1}$ et $[F_m^{i,i+1}]$ sont définies comme les matrices de transformation vers le haut et vers le bas. Étant donné les paramètres d'une couche, ces matrices permettent de dériver les paramètres de ses couches supérieures et inférieures.

Afin de trouver la relation entre la couche $(i + 2)$ et la couche (i) , il faut d'abord remplacer (i) par $(i + 1)$ dans (2.30) :

$$\begin{bmatrix} A_m^{(i+2)} \\ B_m^{(i+2)} \end{bmatrix} = [F_m^{i+2,i+1}] \begin{bmatrix} A_m^{(i+1)} \\ B_m^{(i+1)} \end{bmatrix} = [F_m^{i+2,i+1}] [F_m^{i+1,i}] \begin{bmatrix} A_m^{(i)} \\ B_m^{(i)} \end{bmatrix} \quad (2.34)$$

Donc, on peut trouver une relation générale entre la couche (j) et la couche (1) , c'est-à-dire la partie au-dessous de la ligne micro-ruban dans la structure étudiée :

$$\begin{bmatrix} A_m^{(j)} \\ B_m^{(j)} \end{bmatrix} = [F_m^{j,j-1}] [F_m^{j-1,j-2}] [F_m^{j-2,j-3}] \dots \dots \dots [F_m^{2,1}] \begin{bmatrix} A_m^{(1)} \\ B_m^{(1)} \end{bmatrix} \quad (2.35)$$

$$\begin{bmatrix} A_m^{(j)} \\ B_m^{(j)} \end{bmatrix} = \prod_{l=j}^2 [F_m^{l,l-1}] \begin{bmatrix} A_m^{(1)} \\ B_m^{(1)} \end{bmatrix} \quad (2.36)$$

De la même façon, en utilisant l'équation (2.64) afin de trouver la relation entre la couche $(j + 1)$ et la couche $(j + 3)$,

$$\begin{bmatrix} A_m^{(j+1)} \\ B_m^{(j+1)} \end{bmatrix} = [F_m^{j+1,j+2}] \begin{bmatrix} A_m^{(j+2)} \\ B_m^{(j+2)} \end{bmatrix} = [F_m^{j+1,j+2}] [F_m^{j+2,j+3}] \begin{bmatrix} A_m^{(j+3)} \\ B_m^{(j+3)} \end{bmatrix} \quad (2.37)$$

Donc, on peut trouver une relation entre la couche $(j + 1)$ et la couche (n) , c'est-à-dire la partie au-dessus de la ligne micro-ruban :

$$\begin{bmatrix} A_m^{(j+1)} \\ B_m^{(j+1)} \end{bmatrix} = [F_m^{j+1,j+2}] [F_m^{j+2,j+3}] \dots \dots \dots [F_m^{n-1,n}] \begin{bmatrix} A_m^{(n)} \\ B_m^{(n)} \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

$$\begin{bmatrix} A_m^{(j+1)} \\ B_m^{(j+1)} \end{bmatrix} = \prod_{l=j+1}^n [F_m^{l-1,l}] \begin{bmatrix} A_m^{(n)} \\ B_m^{(n)} \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

En appliquant les conditions aux limites aux deux plans de masse à $y = 0$ et $y = h_n$:

$$\phi_i^m(x, 0) = \phi_{i+1}^m(x, h_n) = 0 \quad (2.40)$$

À partir de (2.40), on a :

$$B_m^{(1)} = 0 \text{ et } B_m^{(n)} = -A_m^{(n)} \tan h(p_m H_n) \text{ avec } H_n = h_n - h_{n-1} \quad (2.41)$$

2.6.2.3. Déterminer les coefficients de potentiels par la méthode MLSBR

Les composantes normales de champs électriques sur Ω_d et les composantes tangentielles sur Ω_m sont nulles. On peut écrire les conditions aux limites sur l'interface $y = h_j$ comme :

$$\begin{cases} E_x^{(j+1)}(x, h_j) = E_x^{(j)}(x, h_j) = 0 & \text{sur } \Omega_m & (a) \\ D_y^{(j+1)}(x, h_j) - D_y^{(j)}(x, h_j) = 0 & \text{sur } \Omega_d & (b) \end{cases} \quad (2.42)$$

D'où, nous pouvons facilement tirer, à partir de l'équation de gradient (2.13), les composantes du champ électrique et en déduire le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \sum_{m=1}^{m=N} B_m^{(j+1)} \cos(p_m x) = 0 & \text{sur } \Omega_m & (a) \\ \sum_{m=1}^{m=N} [\varepsilon_{r(j+1)} B_m^{(j+1)} - \varepsilon_{r(j)} (A_m^{(j)} \cosh(p_m H_j) - B_m^{(j)} \sinh(p_m H_j))] \sin(p_m x) = 0 & \text{sur } \Omega_d & (b) \end{cases} \quad (2.43)$$

Pour déterminer les potentiels à chaque couche (i), il suffit d'écrire les conditions aux limites internes mixtes (2.42) en fonction des coefficients $A_m^{(1)}$ si $i \leq j$ et en fonction de $A_m^{(n)}$ si $i > j$, en remplaçant les équations (2.74.a) et (2.74.b) dans les équations (2.36) et (2.39). Dans ce qui suit, on trouve la relation entre $A_m^{(n)}$ et $A_m^{(1)}$ par l'application des conditions de continuité des potentiels électriques :

$$\begin{cases} \phi_m^{(j+1)}(x, h_j) = \phi_m^{(j)}(x, h_j) = V_0 & \text{sur } \Omega_m \\ \phi_m^{(j+1)}(x, h_j) = \phi_m^{(j)}(x, h_j) = 0 & \text{sur } \Omega_d \end{cases} \quad (2.44)$$

Les coefficients $A_m^{(1)}$ sont déterminés par la méthode MLSBR ; pour plus de détails, voir le chapitre précédent. Par conséquent, tous les coefficients inconnus, les fonctions de potentiels dans chaque couche et leurs vecteurs de champs électriques ainsi que les paramètres quasi-TEM de propagation (la charge électrique de la ligne, la capacité linéique et l'impédance caractéristique) peuvent être déterminés.

2.6.3. Détermination des paramètres quasi-TEM de la structure planaire multicouche

En quasi TEM, une ligne de transmission est caractérisée par son impédance caractéristique Z_c et sa constante de propagation $\gamma = \alpha + j\beta$. Ces deux paramètres sont mentionnés dans les équations (2.45)

et (2.46). Quand la ligne de transmission planaire est sans pertes ($G = R = 0$), ceux-ci sont obtenus à partir des relations suivantes :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{2.45}$$

$$\beta = \frac{2\pi f}{v} \tag{2.46}$$

L et C sont, respectivement, la self inductance et la capacité de la ligne, v est la vitesse de phase.

Ces paramètres sont valables pour une structure monocouche (homogène ou non), blindée ou ouverte. Pour déterminer les paramètres quasi-TEM de structure multicouche, il faut la transformer en une structure monocouche équivalente qui est la transformée conforme.

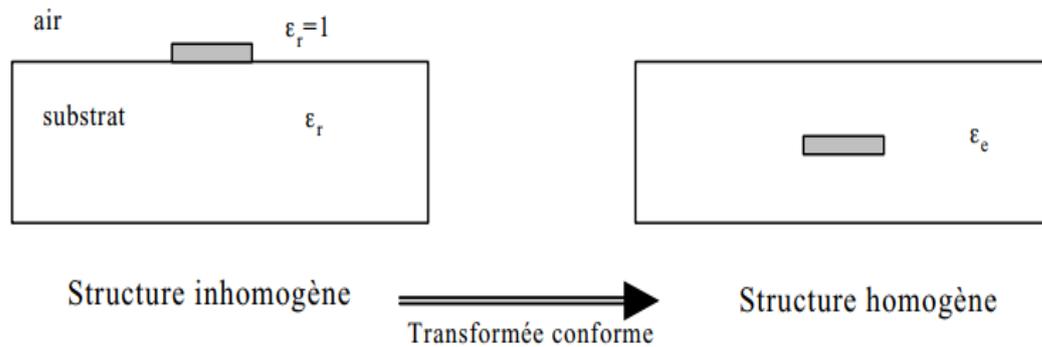


Figure 2.4 Principe de la Transformée conforme.

Le principe des transformées conformes est de ramener le problème inhomogène de la ligne micro-ruban à un problème homogène. Dans le cas de la structure multicouches inhomogène, on peut la modéliser par une structure monocouche homogène en appliquant le même principe (Figure 2.4 et Figure 2.5).

En modifiant la structure à étudier de façon à ce qu'elle corresponde à une ligne de propagation baignant dans un milieu de permittivité constante, appelée la permittivité effective ϵ_{eff} , telle que $H_1 = \sum_{i=1}^{i=j} hi$, $H_2 = \sum_{i=j+1}^{i=n} hi$, on définit alors la permittivité effective par :

$$\epsilon_{eff} = \frac{C}{C_0} \tag{2.47}$$

C et C_0 sont, respectivement, la capacité globale de la ligne multicouche et la capacité de la même structure, par unité de longueur, ne contenant que de l'air (on remplace les couches diélectriques par l'air).

Puisque les matériaux dans la structure multicouche sont des diélectriques isotropes (et non magnétiques : $u_{eff} = 1$), la self inductance de la ligne L est définie par l'équation (2.30) et dépend

seulement de la capacité de l'air C_0 et u_{eff} , la constante de phase peut se mettre sous les formes suivantes :

$$\beta = \frac{2\pi f}{c} \sqrt{\epsilon_{eff} \mu_{eff}} = \frac{2\pi f}{c} \sqrt{\epsilon_{eff}} \quad (2.48)$$

Physiquement, la permittivité effective est la permittivité du substrat dans lequel devrait être incluse la ligne pour que la propagation des ondes soit la même que dans le substrat multicouche étudié. Dans le cas d'une ligne sans pertes, la permittivité effective vaut encore :

$$\epsilon_{eff} = LC \cdot c^2 = \frac{C}{C_0} \quad (2.49)$$

Où c est la vitesse de la lumière (ou la vitesse de propagation des ondes dans le vide).

A partir de l'équation (2.49), la relation (2.45) peut s'écrire sous la forme :

$$Z_c = \frac{1}{c \sqrt{LC_0}} \quad (2.50)$$

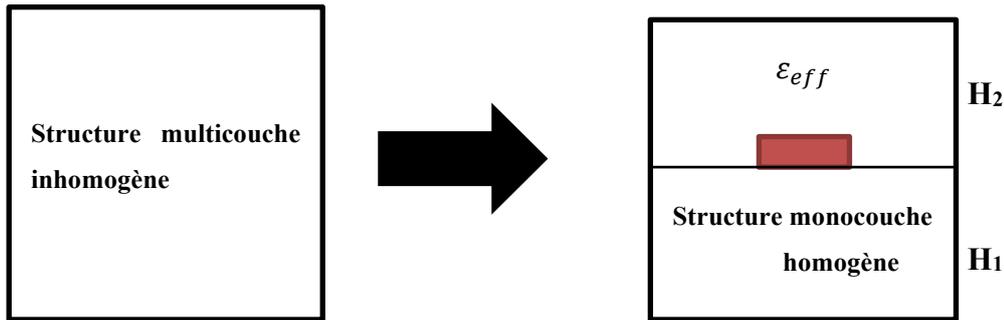


Figure 2.5 Modélisation de structure multicouche

2.6.3.1. Calcul de la capacité par unité de longueur

Les paramètres quasi-TEM de la structure micro-ruban multicouche sont évalués à partir des capacités linéiques C et C_0 . Pour calculer la capacité C , nous utilisons l'expression variationnelle suivante (voir chapitre 2) :

$$C = \frac{Q(x, h_j)^2}{\int_{x_1}^{x_2} \phi_{j+1}^m(x, h_j) \rho(x, h_j) dx \int_0^1 dz} \quad (2.51)$$

$Q(x, h_j)$ est la charge totale sur le ruban, elle est obtenue en intégrant la densité de charge sur le ruban, ce qui s'écrit :

$$Q(x, h_j) = \int_{x_1}^{x_2} \rho(x, h_j) dx \quad (2.52)$$

La densité de charge $\rho(x, hj)$ est trouvée par l'application du théorème de Gauss. Elle est égale à la différence entre les composantes normales des déplacements électriques à l'interface $y = hj$, soit :

$$\vec{D}_y^m{}_{(j+1)} - \vec{D}_y^m{}_{(j)} = \rho(x, hj) \quad (2.53)$$

$$\varepsilon_{j+1} E_{y(j+1)}^m(x, hj) - \varepsilon_j E_{y(j)}^m(x, hj) = \rho(x, hj) \text{ et } E_y^m(x, y) = -\frac{\partial \phi(x, y)}{\partial y} \quad (2.54)$$

De la même façon, on peut facilement trouver la capacité $C0$; nous remplaçons les permittivités relatives des couches diélectriques par la permittivité de l'air dans la structure planaire multicouche (voir la Figure 2.3) dont on applique la même étude précédente.

2.7. Conception par simulation de structures planaires multicouches

Les logiciels de simulation ont l'avantage de permettre l'étude de structures très complexes, mais ont pour principaux inconvénients leur coût d'achat et la capacité mémoire nécessaire.

Dans cet objectif, nous avons implémenté une approche semi analytique (MLSBR) basée sur les techniques variationnelles et la matrice de transfert. Cette approche aboutit au calcul des constantes de propagation et de l'impédance caractéristique et d'autres paramètres quasi-TEM de structures multicouches à partir de capacité d'une ligne micro-ruban. Elle doit valider les résultats de paramètres de propagation quasi-TEM par des comparaisons avec les résultats obtenus sur les outils de simulation comme CST et COMSOL. Après la conception des structures proposées vient l'étape d'extraction des capacités linéiques par unité de longueur. Cette capacité est calculée selon deux approches : la première est fondée sur l'utilisation de la loi de Gauss sous forme intégrale pour calculer les charges électriques sur les conducteurs à partir des valeurs de potentiel obtenues aux nœuds de la maille et la seconde est basée sur le calcul de l'énergie totale stockée dans les couches.

2.7.1. Simulateur EM CST

CST Studio Suite® donne aux clients l'accès à plusieurs solveurs de simulation électromagnétique (EM) qui utilisent des méthodes telles que la méthode des éléments finis (FEM), la technique d'intégration finie (FIT) et la méthode de la matrice de ligne de transmission (TLM). Ces méthodes représentent les solveurs généraux les plus puissants pour les tâches de simulation à haute fréquence. Des solveurs supplémentaires pour les applications spécialisées en haute fréquence, telles que les structures électriquement grandes ou hautement résonantes, complètent les solveurs généraux [96].

CST Studio Suite comprend des solveurs FEM dédiés aux applications statiques et basse fréquence telles que les dispositifs électromécaniques, les transformateurs ou les capteurs. Parallèlement, des méthodes de simulation sont disponibles pour la dynamique des particules chargées, l'électronique et les problèmes multi physiques. L'intégration transparente des solveurs dans une seule interface utilisateur dans CST Studio Suite permet de sélectionner facilement la méthode de simulation la plus appropriée

pour une classe donnée de problèmes, offrant ainsi des performances de simulation améliorées et une fiabilité de simulation sans précédent grâce à la vérification croisée.

2.7.2. Simulateur COMSOL

Le module AC/DC simule les composants électromagnétiques et électromécaniques basse fréquence.

L'analyse des systèmes et processus électromagnétiques qui englobent les domaines statiques et basse fréquence nécessite un outil de simulation puissant et flexible. Le module complémentaire AC/DC de la plateforme COMSOL Multiphysics® vous offre un large éventail de fonctions de modélisation et de méthodes numériques pour étudier les champs électromagnétiques et les perturbations électromagnétiques (EMI/EMC) en résolvant les équations de Maxwell [97].

2.8. Implémentation, Simulation et validation

Les codes numériques de la méthode MLSBR proposée, la technique variationnelle et les expressions de matrices de transfert ont été développés et implémentés sous Matlab. En effet, les fonctions hyperboliques croissent exponentiellement avec N et provoqueront un certain dépassement numérique dans les multiplications matricielles et par conséquent dans leurs vecteurs propres. Pour éviter ce problème, les matrices de transfert $[F_m^{i+1,i}]$ et $[F_m^{i+1,i}]^{-1}$ sont factorisées par les termes $\sinh(p_m H_i)$ dans les équations (2.31) et (2.33). Notons que les valeurs de vecteur propre minimum de la matrice des moindres carrés d'ordre $(N \times N)$ correspondent aux coefficients inconnus $A_m^{(1)}$; les vecteurs propres étant calculés par la fonction "eigen" de Matlab. Une fois les coefficients inconnus obtenus, les potentiels et les champs électriques de chaque couche seront résolus.

La précision des valeurs de la capacité linéique dépend de la précision des coefficients inconnus $A_m^{(1)}$ et du nombre N de termes de Fourier que nous considérons.

Pour valider notre programme, nous comparons nos résultats avec les résultats des simulations fournis par les simulateurs électromagnétiques CST-EMS et COMSOL et ceux existant dans la littérature, pour différentes structures multicouches isotropes. Les simulateurs fonctionnent en utilisant, respectivement, la technique d'intégration finie (FIT) et la méthode des éléments finis (FEM); qui donnent des résultats de capacité linéique. Tous les paramètres de propagation sont calculés à partir de cette capacité (section 2.6.3).

2.8.1. Exemples d'étude de structures planaires multicouches isotropes

On applique la méthode proposée dans ce travail de thèse sur deux différentes topologies : l'une pour les structures planaires micro-ruban à quatre couches et l'autre pour les structures planaires micro-ruban à trois couches en technologie suspendue.

2.8.1.1. Structure 1 :

Le premier exemple est une structure planaire à quatre couches diélectriques dans laquelle le micro-ruban est situé au milieu de structure comme le montre la figure ci-dessous (Figure 2.6)

La comparaison est faite entre les résultats numériques des codes développés, utilisant l'approche MLSBR, et ceux des résultats fournis par CST et COMSOL. Ils sont regroupés dans les tableaux 2.1 et 2.2. Les valeurs très diverses, en fonction de rapport $\frac{w}{h_1}$, pour les différents paramètres de propagation quasi-TEM permettent une bonne évaluation des codes proposés. Les paramètres de cette structure sont : $a = b$, $h_1 = H_1 = 0.025$ in, $H_2 = h_2 - h_1 = 0.03$ in, $H_4 = H_1$, $\epsilon_{r2} = \epsilon_{r3} = 2.1 = \epsilon_{r1} = \epsilon_{r4} = 9.2$, et $\mu_{ri} = 1$.

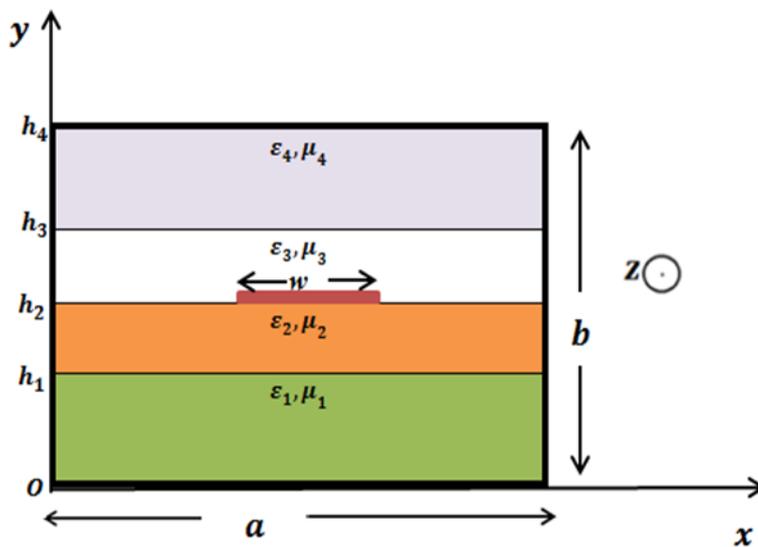


Figure 2.6 : Ligne micro-ruban planaire implémentée dans une structure blindée à quatre couches diélectriques.

$\frac{w}{h_1}$	MLSBR			CST			COMSOL		
	C (F/m)	C_0 (F/m)	L ($\frac{H}{m}$)	C (F/m)	C_0 (F/m)	L ($\frac{H}{m}$)	C (F/m)	C_0 (F/m)	L ($\frac{H}{m}$)
0.02	2.62E-11	9.31E-12	1.20E-06	3.46E-11	1.14E-11	9.75E-07	3.43E-11	1.03E-11	1.07E-06
0.1	4.71E-11	1.39E-11	8.00E-07	5.29E-11	1.51E-11	7.37E-07	4.93E-11	1.44E-11	7.69E-07
0.2	6.50E-11	1.71E-11	6.50E-07	7.06E-11	1.81E-11	6.14E-07	6.70E-11	1.75E-11	6.33E-07
0.3	8.07E-11	1.97E-11	5.64E-07	8.64E-11	2.06E-11	5.39E-07	8.27E-11	2.01E-11	5.53E-07
1	1.74E-10	3.51E-11	3.16E-07	1.82E-10	3.61E-11	3.07E-07	1.77E-10	3.55E-11	3.12E-07
2	3.28E-10	7.36E-11	1.50E-07	3.50E-10	7.77E-11	1.43E-07	3.40E-10	7.57E-11	1.46E-07

Tableau 2.1 : Comparaison des résultats de capacités et d'inductance linéiques obtenus.

$\frac{w}{h_1}$	MLSBR		CST		COMSOL	
	Z_c (Ω)	ϵ_{eff}	Z_c (Ω)	ϵ_{eff}	Z_c (Ω)	ϵ_{eff}
0.02	213.516679	2.81434359	167.924018	3.03762773	176.948022	3.3244062
0.1	130.279133	3.39504394	118.083159	3.5096695	124.853874	3.4167134
0.2	100.010262	3.80173866	93.3259442	3.90621853	97.1910616	3.82044487
0.3	83.6751014	4.1027983	79.054053	4.19814667	81.7732915	4.117474
1	42.6475514	4.96445332	41.1418628	5.03869582	42.0352687	4.97787131
2	21.4324596	4.46028569	20.2115794	4.50709063	20.7784451	4.49283999

Tableau 2.2 : Comparaison des résultats numériques calculés pour l'impédance caractéristique et la constante relative effective.

2.8.1.2. Structure 2

La ligne micro-ruban à substrat suspendu est très souvent utilisée dans les structures d'interconnexion des circuits intégrés à micro-ondes (MMIC), les circuits VLSI (Very Large Scale Integration) à haute vitesse et les systèmes de communication sans fil.

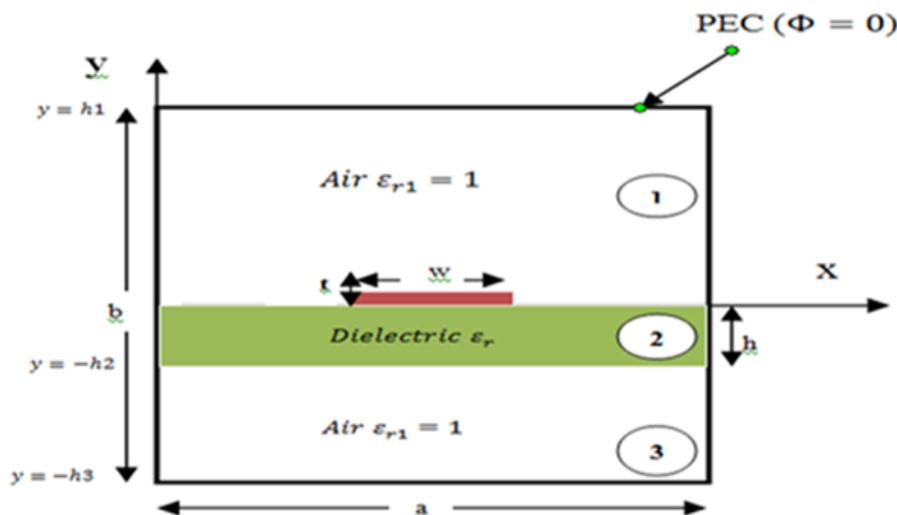


Figure 2.7 : Section transversale du SSSML blindé.

Elle joue un rôle important dans la conception de différents types de filtres, d'antennes, etc., en raison de ses caractéristiques de faible atténuation, de faible dispersion et de faible perte de propagation, et qui sont dues à l'espace d'air entre le substrat et le plan de masse des lignes micro-rubans suspendues.

La ligne micro-ruban est constituée d'une bande parfaitement conductrice d'épaisseur nulle ($t=0$) et finie avec w qui se trouve au-dessus du substrat diélectrique de hauteur h_2 , qui sont enfermés à l'intérieur d'une boîte parfaitement conductrice avec longueur a et hauteur b .

Dans cette section, nous avons validé et vérifié le LSBR modifié. Nous avons d'abord comparé la précision du calcul de l'impédance caractéristique et de la constante diélectrique effective pour la structure SSSML (Shielded Suspended Substrate Microstriplines) avec les résultats obtenus en utilisant le modèle CAD et d'autres méthodes.

$\frac{w}{h}$	Modified LSBR					Le Modèle empirique [84]		Variational Method [84]	
	C (pF/m)	C_0 (pF/m)	L ($\mu H/m$)	Z_c (Ω)	$\sqrt{\epsilon_{eff}}$	Z_c (Ω)	$\sqrt{\epsilon_{eff}}$	Z_c (Ω)	$\sqrt{\epsilon_{eff}}$
0.1	9.32	8.59	1.294	372.688	1.0415	329.11	1.2188	350.98	1.544
1	15.90	12.70	0.878	234.912	1,1214	228.69	1.1550	242.22	1.1083
5	21.70	19.00	0.583	163.952	1,0675	151.16	1.1142	161.59	1.0646
10	27.90	25.2	0.440	125.754	1,0511	120.72	1.0539	124.20	1.0504
20	40.90	37.5	0.296	85.087	1,0434	80.24	1.0890	84.81	1.0422

Tableau 2.3: Impédance caractéristique calculée de SSSML ($a=b=1000$ mil, $h_2=25$ mil, $h_1=h_3=b/2$, $\epsilon_r=2.22$).

Le Tableau 2.3 présente les valeurs comparées et calculées de la capacité et de l'impédance caractéristique de la structure SSSML avec différentes dimensions de micro-ruban. Ces comparaisons ont été faites avec TOMAR [84]. Elles présentent de très faibles écarts.

Le Tableau 2.4 montre une autre comparaison avec différentes constantes diélectriques ϵ_r avec les résultats obtenus par diverses méthodes et différents auteurs.

$\frac{a}{w}$	$\epsilon_r = 3.78$				$\epsilon_r = 25$			
	Z_c (Ω) Modified LSBR	Z_c (Ω) [85]	Z_c (Ω) [86]	Z_c (Ω) [87]	Z_c (Ω) Modidied LSBR	Z_c (Ω) [85]	Z_c (Ω) [86]	Z_c (Ω) [87]
2	52.05	52.60	52.59	51.78	31,80	31.50	32.30	32.01
5	54,10	54.80	55.15	54.35	40.95	40.70	40.84	40.71
9	55,37	55.00	56.57	54.34	41,10	41.00	41.91	41.18

Tableau 2.4 : Comparaison de l'impédance caractéristique de SSSML entre nos résultats et les valeurs qui ont été calculées avec d'autres méthodes ($h_1=0.4b$, $h_2=h=0.2b$, $h_3=0.6b$, $b=w$)

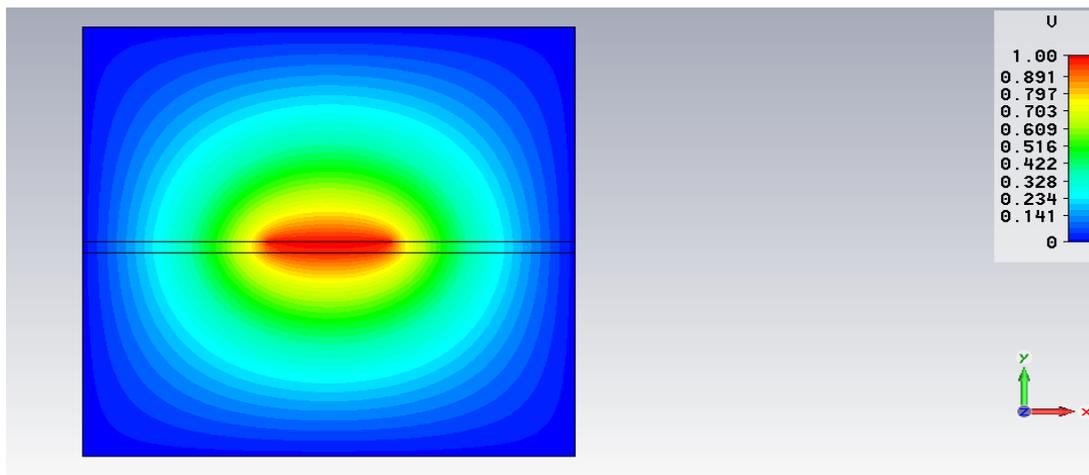


Figure 2.8 : Distribution du potentiel de SSSML ($a = b = 1000 \text{ mil}$, $h = 25 \text{ mil}$, $h1 = h3 = \frac{b}{2}$, $w = 10h$, $d = 1 \text{ mil}$, $\epsilon_r = 2.22$)

La Figure 2.8 représente la distribution de potentiel électrique dans la structure à trois couches SSSML obtenue par le simulateur CST.

2.9. Conclusion

Dans ce chapitre, la validité de l'approche numérique proposée et le code informatique développé sont établis. La validité de la formule variationnelle de la capacité linéique généralisée pour le calcul des paramètres de propagation quasi-TEM de structures micro-rubans planaires multicouches isotropes, utilisant la méthode des moindres carrés modifiée, est établie. Les résultats obtenus sont comparés avec les résultats de simulation calculés et théoriques publiés et un accord satisfaisant est obtenu

Chapitre 03

MODELISATION DE STRUCTURES EN LIGNES MICROBANDES COUPLEES MULTICOUCHES

3.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous analysons les caractéristiques de propagation d'une paire de lignes microbandes couplées implémentées dans des matériaux isotropes multicouches blindés ou semi fermés. La section transversale de la structure est indiquée sur la Figure 3.1. Vue la symétrie de la structure, son étude est traitée par l'analyse en modes pair et impair. Pour le problème des valeurs propres électromagnétiques, le mode pair correspond à l'analyse de la moitié de la structure originale avec un mur PMC (Perfect Magnetic Conductor) inséré au niveau du plan de symétrie, de même, pour le mode impair, cela équivaut à analyser la moitié de la structure avec un mur PEC (Perfect Electrical Conductor) situé au niveau du plan de symétrie (des structures à un seul conducteur). Les structures de lignes Broadside Coupled Microstrip Lines (BCML) sont fréquemment utilisées dans les circuits passifs/actifs à micro-ondes et à ondes millimétriques (mm) tels que les coupleurs [88]-[89], les baluns [90], les antennes [91], les filtres [92], les déphaseurs [93] et les transformateurs d'impédance [94]. En fait, par rapport aux lignes microbandes classiques à couplage par le bord, ces circuits présentent des avantages en termes de conception conventionnelles comme un couplage étroit (3 dB), un faible ROS, et une faible perte d'insertion. Les paramètres de propagation en mode quasi-TEM en mode paire et impaire de ce type de structures sont calculés à partir de l'étude précédente en appliquant la méthode de moindres carrés modifiée.

3.2. Généralités sur les lignes de transmission couplées

Le couplage entre conducteurs se produit lorsque deux lignes de transmission sont placées à proximité immédiate en raison de l'interaction des champs électromagnétiques. Les structures de lignes couplées planaires peuvent également être fabriquées dans des milieux multicouches ou monocouches : diélectriques, ferrites, semi-conducteurs et autres.

Le couplage entre les lignes est fortement influencé par le type de matériau, la forme géométrique des rubans conducteurs, la distance entre les lignes, et le nombre de couches de matériaux et dépend également des dimensions physiques de la structure, de la fréquence de fonctionnement, du mode de propagation.

Cependant, les largeurs des deux micro-rubans peuvent être différentes, dans ce cas la structure de lignes couplées est asymétrique. Les lignes couplées avec des largeurs identiques forment des structures couplées symétriques.

3.2.1. Exemples de structures de lignes couplées planaires uniformes

Les lignes de transmission planaires en technologie microbande, comme les structures CPW, etc. - sont utilisées pour former des lignes de transmission couplées. On peut diviser les structures de lignes de transmission couplées selon la position de micro-rubans en deux topologies, soit des lignes ECL (Edge Coupled Line), soit des lignes BCL (Broadside Coupled Line) comme le montre la Figure (3.1.a), et la Figure (3.1.b). Les lignes ECL ont un couplage faible (15-25 dB), ou un couplage moyen (6-15 dB), tandis que les lignes BCL offrent un couplage fort (3-6 dB) [95]. La structure microbande symétrique couplée ECL est souvent utilisée pour la conception de plusieurs composants micro-ondes. Les structures microbandes à couplage asymétrique sont les moins utilisées, Cependant, ils assurent simultanément le couplage et la transformation d'impédance [96].

Ces exemples représentent quelques-unes des structures de lignes couplées planaires couramment utilisées. Chacune de ces structures à ses propres caractéristiques et applications spécifiques. La modélisation et la simulation précises de ces lignes sont importantes pour optimiser leurs performances dans différents contextes.

Les lignes de transmission planaires couplées sont analysées par trois méthodes :

- La méthode d'analyse en mode pair-impair.
- La technique d'équations des lignes de transmission couplées.
- La théorie de modes couplés.

La première méthode est simple et directe ; cependant, applicable uniquement aux lignes symétriques. La méthode décompose les lignes de transmission symétriques couplées en deux lignes de transmission indépendante, supportant deux modes indépendants appelés mode pair et mode impair. La seconde méthode s'applique aux lignes couplées symétriques et asymétriques, supportant les modes TEM et quasi-TEM. Les modes C et π sont les modes normaux des lignes couplées asymétriques. Les équations des lignes de transmission couplées sont obtenues par le biais du modèle de circuit localisé couplé équivalent. La troisième méthode est plus générale (full-wave mode) et permet de comprendre la nature du couplage [97]. Les deux dernières méthodes sont également applicables aux structures de lignes couplées multiconducteurs et multicouches.

La description de la notion de couplage et la définition des paramètres de base pour caractériser les lignes de transmission couplées sont abordées dans cette section.

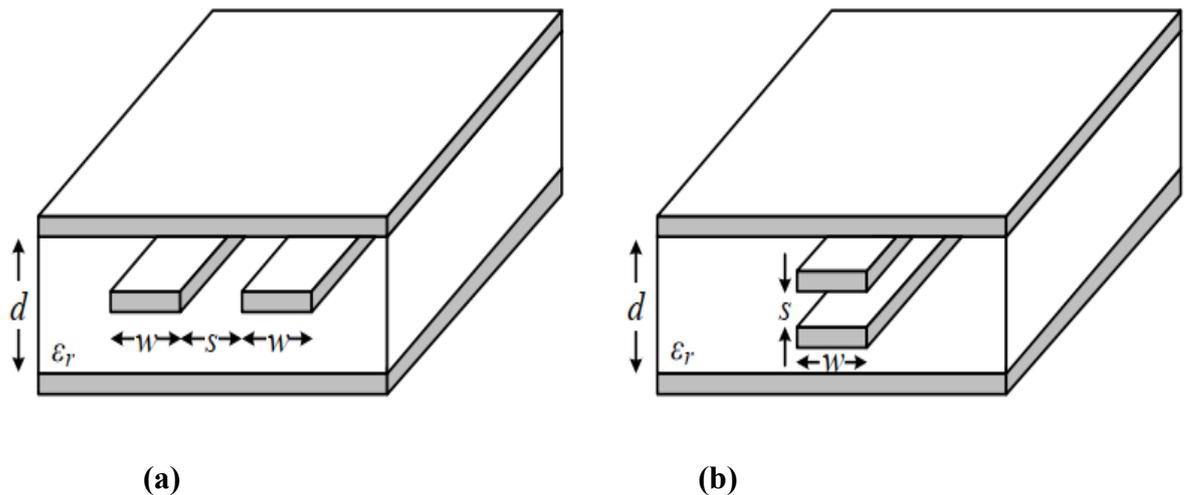


Figure 3.1 Exemples de structures planaires couplées monocouche (a) ECL, (b) BCL

3.2.2. Paramètres de caractérisations de lignes de transmission couplées

3.2.2.1. Paramètres de diffraction

Les caractéristiques de base du coupleur directionnel symétrique sont définies à l'aide des paramètres de diffraction de la matrice S. La Figure 3.2 montre le schéma d'un coupleur bidirectionnel à 4 ports présentant le couplage du port 1 au port 4 ou du port 2 au port 3. Le coupleur est l'un des dispositifs passifs les plus fréquemment utilisés dans les circuits micro-ondes. La fonction principale d'un coupleur est de diviser (ou de combiner) un signal radiofréquence en (à partir de) deux signaux distincts selon un rapport et une différence de phase spécifiques. Idéalement, il n'y a pas de couplage entre les ports 1 et 3, et vice versa. De même, il n'y a pas de couplage entre le port 2 et 4 et vice-versa. La matrice de répartition S générale du réseau à 4 ports est donnée ci-dessous :

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

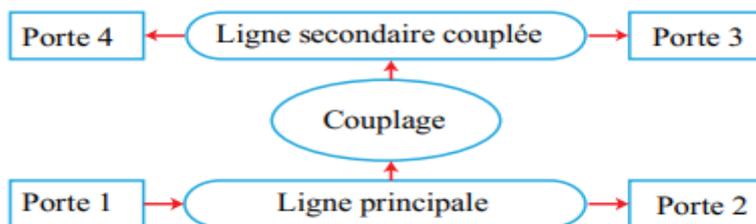


Figure 3.2 Schématique d'un coupleur directionnel symétrique représentant les éléments principaux

Lorsque tous les ports sont terminés de façon adaptée, normalement à la valeur de 50Ω , alors que $S_{11} = S_{22} = S_{33} = S_{44} = 0$, car il n'y a pas de réflexion à ces ports. De même, en raison de l'isolation idéale des ports, $S_{13} = S_{31} = S_{24} = S_{42} = 0$. Le coefficient de couplage de tension k_c est défini comme suit :

$$|S_{14}| = |S_{32}| = k_c \quad (3.2)$$

Le coefficient de transmission k_t est exprimé :

$$|S_{12}| = |S_{34}| = k_t = \sqrt{1 - k_c^2} \quad (3.3)$$

Pour une dissipation nulle dans un coupleur, le rapport de puissance pour la puissance d'entrée unitaire s'écrit de la façon suivante :

$$k_c^2 + k_t^2 = 1 \quad (3.4)$$

En choisissant correctement les plans de connexion sur les ports 1 et 3, nous pouvons ajuster l'angle de phase des paramètres de diffusion, de sorte que :

$$S_{13} = k_t \exp(j\alpha), S_{24} = k_t \exp(j\beta) \quad (3.5)$$

$$S_{12} = S_{34} = k_c \quad (3.6)$$

On peut déduire certaines propriétés du coupleur directionnel idéal à partir des propriétés de symétrie sa matrice S. Nous prenons le produit de la ligne 1 avec le conjugué de la ligne 4 et de même la ligne 2 avec le conjugué de la ligne 3, nous obtenons :

$$S_{12} S_{24}^* + S_{13} S_{34}^* = 0 \quad (3.7)$$

$$S_{12} S_{13}^* + S_{24} S_{34}^* = 0 \quad (3.8)$$

En remplaçant (3.5) à (3.6) par (3.4), on obtient une relation entre les deux constantes de phase sous la forme suivante :

$$\alpha + \beta = \pi \pm 2n\pi \quad (3.9)$$

En fait, il existe deux choix particuliers :

-Le coupleur à 90° : Les constantes de phase sont choisies égales, $\alpha = \beta = \frac{\pi}{2}$. Alors la matrice S se présente sous la forme :

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & k_c & jk_t & 0 \\ k_c & 0 & 0 & jk_t \\ jk_t & 0 & 0 & k_c \\ 0 & jk_t & k_c & 0 \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

-Le coupleur à 180° : Les constantes de phase sont définies comme étant à 180° l'une de l'autre, $\alpha = 0, \beta = \pi$. La matrice $[S]$ a alors la forme :

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & k_c & k_t & 0 \\ k_c & 0 & 0 & -k_t \\ k_t & 0 & 0 & k_c \\ 0 & -k_t & k_c & 0 \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

La performance d'un coupleur directionnel est caractérisée par deux paramètres, le couplage C et la directivité D . Soit P_1 la puissance fournie au port 1, P_3 la puissance couplée dans le sens direct au port 3 et P_4 la puissance couplée dans le sens inverse au port 4, le couplage et la directivité en décibels sont alors donnés par :

$$C = 10 \log \left(\frac{P_3}{P_1} \right) = -20 \log k_c \quad (dB) \quad (3.12)$$

$$D = 10 \log \left(\frac{P_3}{P_4} \right) = -20 \log k_t \quad (dB) \quad (3.13)$$

3.3. Modèles de circuits de couplage

Le couplage électromagnétique entre deux lignes de transmission se produit par le phénomène d'induction électromagnétique. L'induction électrostatique est un concept bien connu. Lorsque le conducteur non chargé #A est approché d'un conducteur chargé #B, les charges de polarité opposée sont induites sur le conducteur #A et une capacité se forme entre les deux conducteurs. Ainsi, deux conducteurs initialement isolés sont couplés par la capacité mutuelle entre eux. De même, la loi de l'induction dynamique (loi d'induction de Faraday) est un autre concept courant. Un courant électrique variant dans le temps dans le conducteur #1 engendre un champ magnétique variable dans le temps autour de lui qui se couple avec le conducteur #2 pour y induire un potentiel sur celui-ci. Le couplage du champ magnétique est représenté par l'inductance mutuelle entre deux conducteurs, le couplage entre les deux lignes de transmission est dû à deux mécanismes [26]:

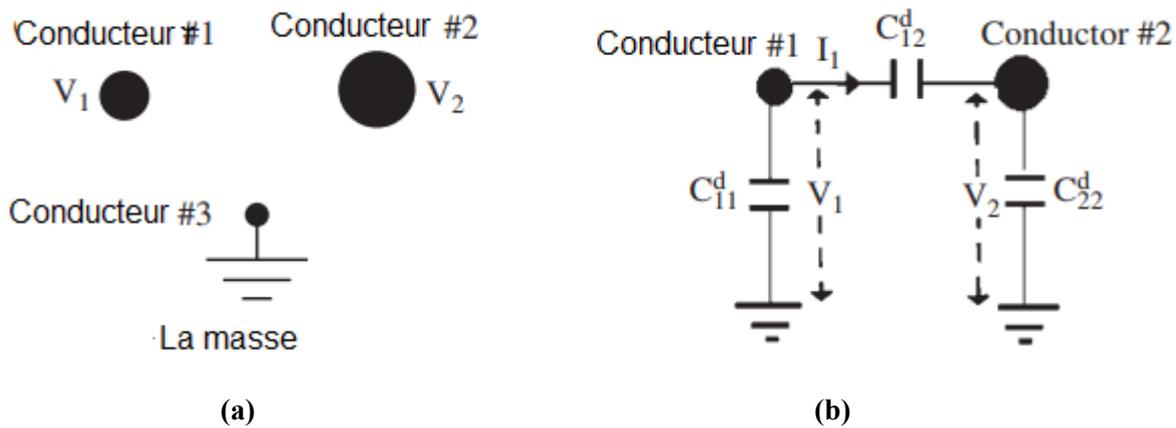


Figure 3.3 : Circuit à trois conducteurs et leur schéma équivalent.

- Le couplage capacitif, c'est-à-dire le couplage électrique.
- Le couplage inductif, c'est-à-dire le couplage magnétique.

Dans cette section, les modèles de circuit des deux couplages sont obtenus. Les modèles sont basés sur des capacités et des inductances directes. Ces éléments forfaitaires sont évalués en termes d'éléments de la matrice de capacité et de la matrice d'inductance de Maxwell. Dans le cas des lignes planaires couplées symétriquement, le concept de capacité et d'inductance des modes pairs-impairs est nécessaire.

3.3.1. Couplage capacitif pair et impair et notions de base sur les modes

La Figure (3.3.a) montre la section transversale d'une ligne de transmission couplée à trois conducteurs. Un potentiel positif est appliqué sur le conducteur n° 1 qui termine ses lignes de champ électrique en partie sur le conducteur de masse n° 3 et en partie sur le conducteur n° 2.

Ce phénomène induit des charges négatives sur le conducteur n° 2 et établit le couplage capacitif par la capacité de couplage mutuel direct C_{d12} p.u.l. entre deux conducteurs.

Les potentiels des conducteurs #1 et #2 créent en outre des auto-capacités directes C_{d11} et C_{d22} p.u.l par rapport au conducteur de masse #3. La Figure (3.3.b) montre que le couplage capacitif est modélisé par le réseau π des capacités directes. Pour les lignes couplées asymétriques, les deux conducteurs ont des dimensions différentes, ce qui donne une auto-capacité inégale, c'est-à-dire C_{d11} et C_{d22} entre les conducteurs et la masse. Cependant, pour les lignes symétriques, les deux conducteurs sont physiquement identiques, ce qui donne une auto-capacité identique, c'est-à-dire $C_{d11} = C_{d22}$. Les modes TEM couplés symétriquement (ou quasi-TEM pour les structures non-homogènes) sont traités comme une superposition de deux modes normaux.

Ces modes normaux sont appelés le mode pair et le mode impair et peuvent être excités sur les lignes de transmission couplées. La méthode d'analyse des modes pairs-impairs, applicable uniquement aux lignes couplées symétriques, décompose les lignes couplées en deux lignes non couplées.

3.3.1.1. *Excitation en mode pair*

La Figure (3.4.b) montre l'excitation en mode pair sur les lignes couplées symétriques en appliquant des tensions identiques de même polarité, c'est-à-dire $V_1 = V_2 = +1V$, sur les deux conducteurs. Les lignes de champ électrique des deux conducteurs se terminent dans la même direction sur le conducteur de masse. Au niveau du plan de symétrie, les champs magnétiques s'annulent mutuellement et forment un mur magnétique avec $\vec{H}_t=0$, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de courant de surface sur le mur magnétique. Par conséquent, du point de vue du circuit, la paroi magnétique est une structure en circuit ouvert. La Figure (3.5.a) montre le circuit équivalent séparé en mode pair avec le plan de symétrie en circuit ouvert. La capacité de ligne en mode pair est obtenue selon la formule suivante :

$$C_e = C_{11}^d \quad (3.14)$$

3.3.1.2. *Excitation en mode impair*

La Figure (3.4.c) montre l'excitation en mode impair de lignes symétriques couplées en appliquant des tensions égales de polarité opposée sur deux conducteurs couplés au niveau du de symétrie, les lignes de champ électrique s'annulent mutuellement en formant un mur électrique avec une composante de champ électrique tangentielle nulle, c'est-à-dire $\vec{E}_t=0$. Cependant, les champs magnétiques des deux conducteurs s'additionnent. Ainsi, du point de vue du circuit, le mur électrique est une structure en court-circuit.

Enfin, la Figure (3.5.b) montre la ligne de support en mode impair séparée. La capacité de la ligne en mode impair est obtenue en court-circuitant les bornes de sortie :

$$C_e = C_{11}^d + 2C_{12}^d \quad (3.15)$$

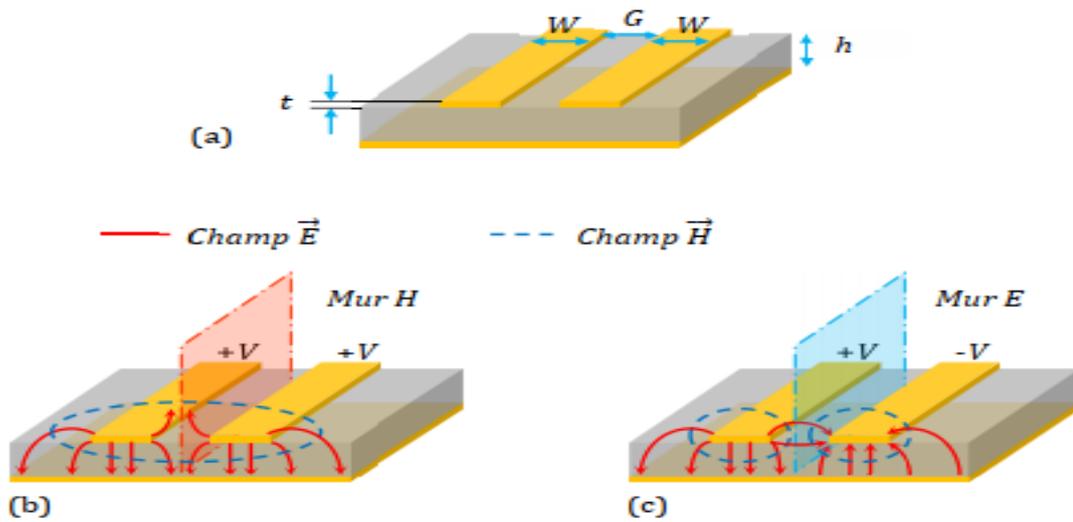


Figure 3.4 : a) Une ligne couplée ECL b) mode pair c) mode impair

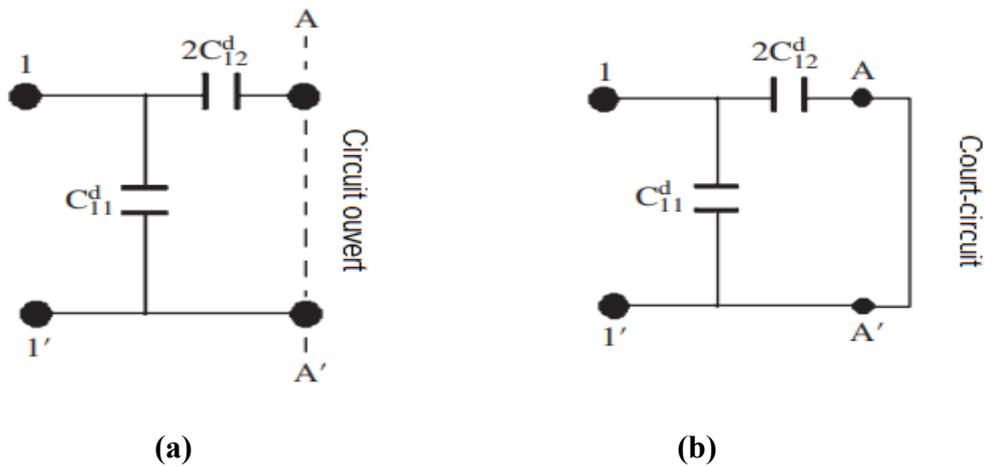


Figure 3.5 : Circuits équivalentes pour les deux modes paire et impair.

3.3.2. Les formes de couplage capacitif

Le couplage capacitif des lignes de transmission à couplage symétrique est exprimé de l'une des trois manières suivantes : (i) les coefficients de la matrice de capacité, (ii) les capacités directes du modèle de circuit π , et (iii) les capacités des modes pair et impair.

3.3.2.1. Les coefficients de la matrice de capacité

Les lignes couplées de la Figure (3.4) illustrent une application de la matrice de capacité $[C]$. Les potentiels V_1 et V_2 sont appliqués à deux conducteurs. Les charges sur les conducteurs, en termes de coefficients de la matrice de capacité sont les suivantes :

$$\begin{bmatrix} Q_1 \\ Q_2 \end{bmatrix} = [C] \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

Dans l'équation ci-dessus, la capacité mutuelle C_{12} est négative et la relation de réciprocité $C_{12} = C_{21}$ s'applique aux lignes couplées symétriques dans un milieu isotrope.

3.3.2.2. Les capacités directes

La Figure (3.5) montre la capacité directe, $C_{12}^d = C_{21}^d$, entre les conducteurs, et les capacités directes, C_{11}^d et C_{22}^d , entre les conducteurs et la terre. Les expressions suivantes peuvent être écrites pour les charges totales sur chaque conducteur des lignes de transmission couplées :

$$\begin{bmatrix} Q_1 \\ Q_2 \end{bmatrix} = [C^d] \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11}^d + C_{12}^d & -C_{12}^d \\ -C_{21}^d & C_{22}^d + C_{21}^d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

En comparant l'équation (3.16) ci-dessus avec l'équation (3.17), on obtient les relations suivantes entre les coefficients de la matrice de capacité et les capacités directes :

La capacité propre de la ligne n° 1 :

$$C_{11} = C_{11}^d + C_{12}^d \quad (3.18)$$

La capacité propre de la ligne n°2 :

$$C_{22} = C_{22}^d + C_{21}^d \quad (3.19)$$

La capacité mutuelle entre les lignes :

$$C_{12} = C_{21} = -C_{12}^d \quad (3.20)$$

3.3.2.3. Les capacités des modes pair et impair.

Le mode pair est excité lorsque $V_1 = V_2$ et le mode impair est excité pour $V_1 = -V_2$, les capacités de ligne en mode pair et impair sont obtenues en termes de capacités directes. En utilisant l'équation (3.14), (3.15) et les équations ci-dessus, elles peuvent être exprimées en termes de coefficients de la matrice de capacité

$$C_{11} = \frac{(C_e + C_o)}{2}, C_{12} = \frac{(C_o - C_e)}{2}, C_e = C_{11} - C_{12}, C_o = C_{11} + C_{12} \quad (3.21)$$

A plusieurs moments, notamment lors de l'utilisation de la méthode variationnelle discutée au chapitre 1, les capacités de ligne en mode pair et impair ont pu être facilement calculées pour les lignes microbandes couplées symétriques multicouches. Les coefficients de la matrice de capacité sont calculés à partir des capacités des lignes en mode pair et impair et vice-versa.

3.4. Paramètres de propagation quasi-TEM des lignes couplées symétriques

Les lignes couplées sont excitées par des signaux en mode pair et impair. Dans le cas d'une excitation en mode pair, où les courants dans les conducteurs sont dans le même sens et d'amplitude égale, le champ électrique présente une symétrie paire au centre de la ligne couplée. Dans l'excitation en mode impair, les courants dans les conducteurs sont de sens opposé et d'amplitude égale.

La permittivité diélectrique effective pour les modes pairs et impairs est calculée par,

$$\varepsilon_{eff}^{(o,e)} = \frac{C^{(o,e)}}{C_a^{(o,e)}} \quad (3.22)$$

Où $C^{(o,e)}$ et $C_a^{(o,e)}$ sont les capacités des modes impairs et pairs par unité de longueur de la ligne micro-ruban avec diélectrique et l'espace libre (le diélectrique remplacé par l'air), respectivement.

La vitesse de phase, les impédances caractéristiques en mode pair et impair et l'impédance caractéristique peuvent être obtenues à partir des expressions suivantes :

$$v_p^{(o,e)} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{eff}^{(o,e)}}} \quad (3.23)$$

$$Z_c^{(o,e)} = \frac{1}{v_p^{(o,e)} \cdot C^{(o,e)}} = \frac{1}{c \sqrt{C^{(o,e)} \cdot C_a^{(o,e)}}} \quad (3.24)$$

$$Z_c = \sqrt{Z_c^{(o)} Z_c^{(e)}} \quad (3.25)$$

Alors, l'impédance d'entrée, $Z_i = Z_c$ et tous les ports sont adaptés. Le coefficient de couplage C peut être défini comme suit :

$$C = \frac{z_c^{(0)} - z_c^{(e)}}{z_c^{(0)} + z_c^{(e)}} \quad (3.26)$$

3.5. Modélisation et simulation de structures micro-rubans multicouches couplées symétriques blindées

3.5.1. Description de la structure étudiée

La Figure 3.6 représente la vue en coupe transversale d'une structure de lignes microbandes couplées symétrique blindée (SBCML). Elle est constituée de $(2n - 1)$ couches diélectriques isotropes et sans perte. Les couches diélectriques supérieure et inférieure sont identiques et symétrique à l'axe de symétrie d'épaisseur h_i et d'une constante diélectrique relative et des micro-rubans conductrices couplées ; elles sont considérées comme des conducteurs parfaits de même largeur (w) et d'épaisseur nulle. La structure est enfermée dans un boîtier métallique parfaitement conducteur de largeur a et de hauteur b . Cette structure est supposée uniforme et infinie dans la direction z . En raison de sa symétrie, la structure présente deux modes de propagation orthogonaux, à savoir un mode impair (Electric Wall - EW) et un mode pair (Magnetic Wall - MW). Ces deux parois sont placées au niveau du plan de symétrie $y = 0$.

3.5.2. Formulation théorique

Nous supposons également que les modes de propagation fonctionnent dans le régime quasi-TEM, c'est-à-dire avec une longueur d'onde de propagation beaucoup plus grande que les largeurs des sections transversales [24]. Les fonctions potentielles des modes pairs et impairs basées sur un mode quasi-TEM sont définies comme $\Phi_i^{(o,e)}(x, y)$, où les indices "e" et "o" représentent respectivement les modes pairs et impairs. Ils satisfont l'équation différentielle de Laplace dans le plan xy bidimensionnel [98]:

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \Phi_i^{(o,e)}(x, y) = 0 \quad (3.27)$$

Pour les structures étudiées, la fonction potentielle peut être résolue par la méthode de séparation des variables et représentée comme une somme de séries de Fourier tronquées. Ainsi, dans chaque région(i), $i = 1 \dots n$, nous avons :

Milieu 1: ($0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq h_1$)

$$\Phi_{1m}^{(o)}(x, y) = \sum_{m=1}^{m=N} [A_{1m}^{(o)} \cdot \sinh(p_m y) + B_{1m}^{(o)} \cdot \cosh(p_m y)] \sin(p_m x) \quad (3.28)$$

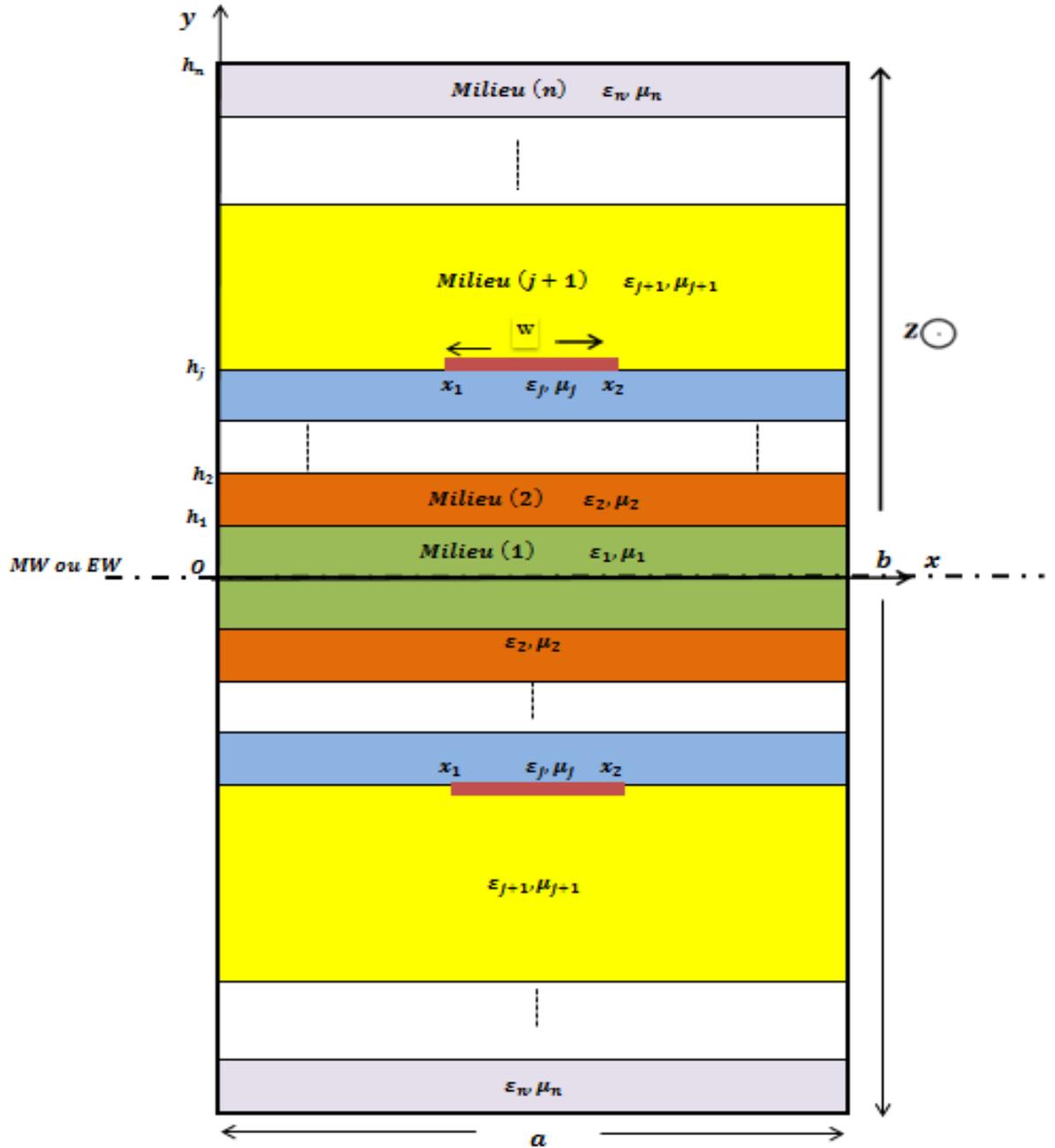


Figure 3.6 : Structure multicouche blindée à micro-rubans couplées BSCML (Broadside Coupled Microstrip-Lines)

Pour le mode pair on a :

$$\Phi_{1m}^{(e)}(x, y) = \sum_{m=1}^{m=N} [A_{1m}^{(e)} \cdot \cosh(p_m y) + B_{1m}^{(e)} \cdot \sinh(p_m y)] \sin(p_m x) \quad (3.29)$$

Milieu ($i, i > 1$) : ($0 \leq x \leq a, h_1 \leq y \leq h_n$)

Pour le mode pair ou impair :

$$\phi_i^{(o,e)}(x, y) = \sum_{m=1}^{m=N} [A_{im}^{(o,e)} \sinh(p_m(y - h_i)) + B_{im}^{(o,e)} \cosh(p_m(y - h_i))] \sin(p_m x) \quad (3.30)$$

On peut générer deux types de matrices de transfert pour les deux modes pair et impair entre la première couche et la deuxième couche :

$$[F_m^{2,1}]^{(0)} = \begin{bmatrix} \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cosh(p_m H_1) & \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sinh(p_m H_1) \\ \sinh(p_m H_1) & \cosh(p_m H_1) \end{bmatrix} \quad (3.31)$$

$$[F_m^{2,1}]^{(e)} = \begin{bmatrix} \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sinh(p_m H_1) & \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cosh(p_m H_1) \\ \cosh(p_m H_1) & \sinh(p_m H_1) \end{bmatrix} \quad (3.32)$$

En appliquant la procédure des moindres carrés modifié (MLSBR) et en suivant les mêmes étapes que pour une structure multicouche comprenant une seule ligne microbande, nous résolvons l'équation de poisson (chapitre 2 section 2.6.2) correspondante pour chacune des couches. Ceci nous permet d'évaluer facilement les paramètres quasi TEM de cette configuration à partir de l'expression variationnelle de la capacité paire et impaire :

$$\begin{bmatrix} A_m^{(j)} \\ B_m^{(j)} \end{bmatrix}^{(0)} = [F_m^{j,j-1}] [F_m^{j-1,j-2}] [F_m^{j-2,j-3}] \dots \dots \dots [F_m^{2,1}]^{(0)} \begin{bmatrix} A_{1m}^{(0)} \\ B_{1m}^{(0)} \end{bmatrix} \quad (3.33)$$

$$\begin{bmatrix} A_m^{(j)} \\ B_m^{(j)} \end{bmatrix}^{(e)} = [F_m^{j,j-1}] [F_m^{j-1,j-2}] [F_m^{j-2,j-3}] \dots \dots \dots [F_m^{2,1}]^{(e)} \begin{bmatrix} A_{1m}^{(e)} \\ B_{1m}^{(e)} \end{bmatrix} \quad (3.34)$$

En appliquant les conditions aux limites aux deux plans de masse à $y = 0$:

$$\phi_1^{(o)}(x, 0) = \frac{\partial}{\partial y} \phi_1^{(e)}(x, 0) = 0 \quad (3.35)$$

À partir les équations (3.28), (3.29) et (2.40), on a :

$$B_{1m}^{(e)} = B_{1m}^{(0)} = 0 \quad (3.36)$$

Les capacités statiques par unité de longueur associées aux modes impairs et pairs sont obtenues à partir de l'expression variationnelle :

$$C^{(o,e)} = \frac{Q^{(o,e)2}}{\int_{x1}^{x2} \rho^{(o,e)}(x, h_j) \Phi_{jm}^{(o,e)}(x, h_j) dx \int_0^1 dz} \quad (3.37)$$

La distribution de la charge Q dans l'équation (3.37) est calculée de la façon suivante :

$$Q^{(o,e)} = \int_{x1}^{x2} \rho^{(o,e)}(x, h_j) dx \int_0^1 dz \quad (3.38)$$

La densité de charges en mode pair et impair $\rho^{(o,e)}(x, h_j)$ est déterminée par application du théorème de Gauss dans l'interface $y = h_j$,

$$\varepsilon_{(j+1)} \overrightarrow{E}_{y(j+1)}^{(o,e)}(h_j, y) - \varepsilon_{(j)} \overrightarrow{E}_{y(j+1)}^{(o,e)}(h_j, y) = \rho^{(o,e)}(x, h_j) \quad (3.39)$$

3.5.3. Simulation électromagnétique et modélisation de structure blindée (SBCML)

La simulation électromagnétique (EM) de la structure symétrique SBCML (voir la Figure 3.7) a été conçue à l'aide des simulateurs CST EMS 3-D et COMSOL EM 2-D qui sont basés respectivement sur la technique d'intégration finie (FIT) et la méthode des éléments finis (FEM).

La simulation électromagnétique de la structure proposée permet d'extraire la matrice de capacité où les paramètres quasi-statiques peuvent être calculés. Les capacitances des modes pairs et impairs par unité de longueur peuvent être dérivées des coefficients de la matrice de capacité extraits à partir des équations (3.21).

3.6. Exemples et validation

Les codes de programme de modes quasi-TEM pair et impair des techniques MLSBR et variationnelles exposées ont été écrits en Matlab à l'aide de matrice de transfert sur un PC (Intel® i5, 3.30 GHz). Nous avons appliqué cette procédure sur divers exemples de topologies multicouches concernant les structures BCL blindées symétriques.

3.6.1. Etude de convergence

La précision des valeurs de capacité dépend de la précision des coefficients inconnus et du nombre de termes de Fourier (N) considérés. Les vecteurs propres minimums de la matrice des moindres carrés d'ordre ($N \times N$) correspondent aux coefficients inconnus $A_m^{(o,e)}$.

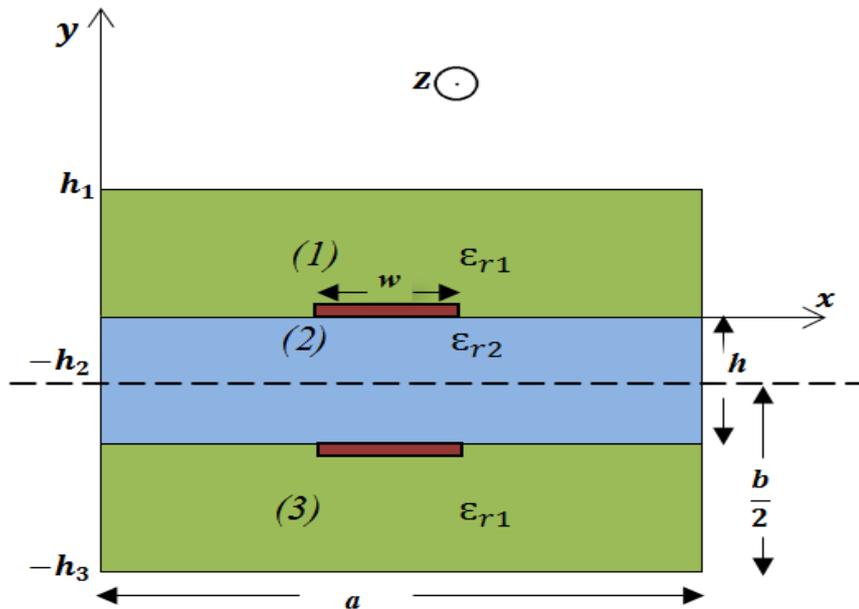


Figure 3.7 : Représentation en coupe transversale d'une structure planaire SBCML symétrique

Le choix du nombre de termes de Fourier (N) a été fixé après l'étude de convergence comme étant décisif pour assurer des résultats précis.

Une analyse de convergence est représentée sur la Figure 3.8, c'est basée sur le calcul de la capacité linéique des modes pair et impair de la structure SBCML à trois couches ($n=2$) en fonction du nombre de termes de Fourier N . Les dimensions du SBCML sont $h_1 = 200 \mu\text{m}$, $h_2 = 508 \mu\text{m}$, $\epsilon_{r1} = 3,8$ (Rogers4003C), $\epsilon_{r2} = 3,54$ (Rogers4450B), et $a = 2b$ pour cette étude de convergence. La convergence est pratiquement atteinte pour $N \geq 400$ est présentée dans la Figure 3.8.

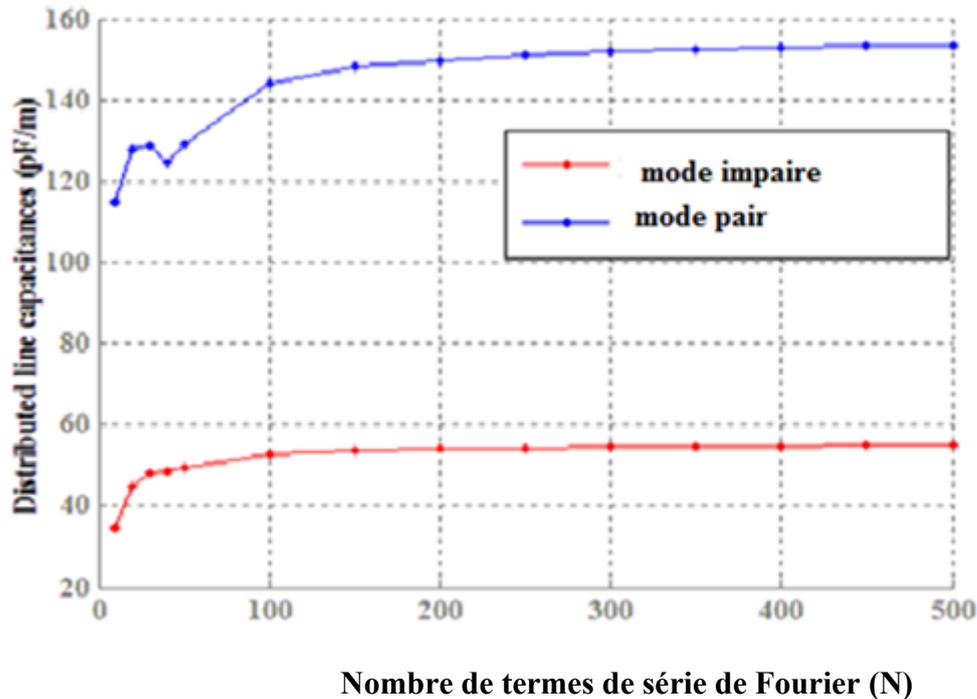


Figure 3.8 : La convergence des valeurs des capacités de ligne (pF/m) pour les modèles pair et impair.

3.6.2. Exemple1 : Lignes micro-rubans couplées à substrat suspendu blindé (SBSSML)

On s'applique une modification sur la Figure 3.7, supposant que ($\epsilon_{r1} = \epsilon_{r3} = 1$), donc dans ce cas on a une structure SBSSML (Shielded Broadside-Coupled Suspended Substrate Microstrip Line),

La Figure (3.9) illustre la variation de la distribution de la densité de charge de lignes sur le conducteur micro-ruban $\rho^{(o,e)}(x, h_j)$, pour les modes impair et pair, en fonction de l'abscisse normalisée x pour le rapport $\frac{w}{b} = 1$.

Il est évident que la densité de charge est presque nulle en dehors de la région du conducteur métallique, Ce qui prouve les conditions mixtes montrées dans les équations (3.73a) et (3.73.b). La Figure 3.10 donne les capacités linéiques de ligne calculées pour la configuration SBSSML pour différents substrats diélectriques en fonction de $\frac{w}{b}$.

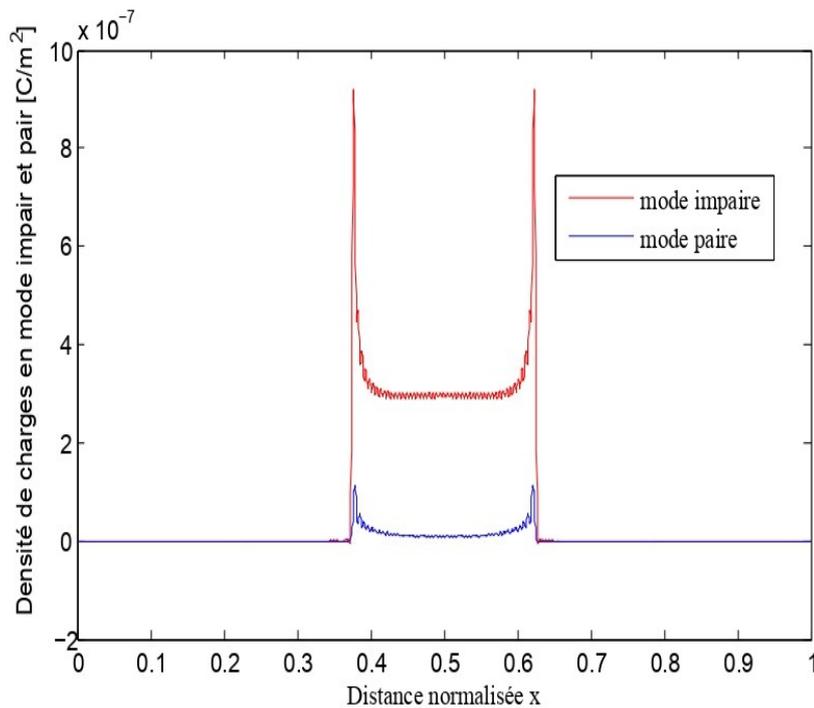
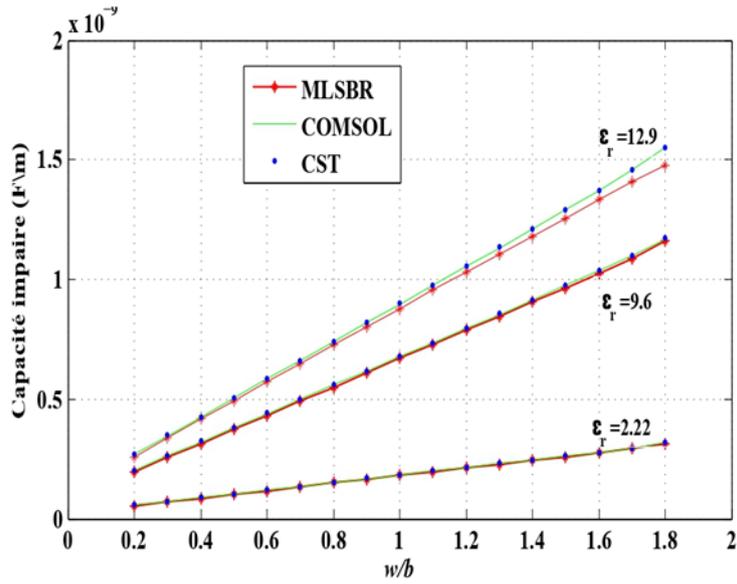


Figure 3.9 : Densité de charge normalisée de la structure SBSSSL. ($a=4\text{mm}$, $b=1\text{mm}$, $h=0.3b$, $\epsilon_{r1} = 1$, $\epsilon_{r2} = 9.6$).

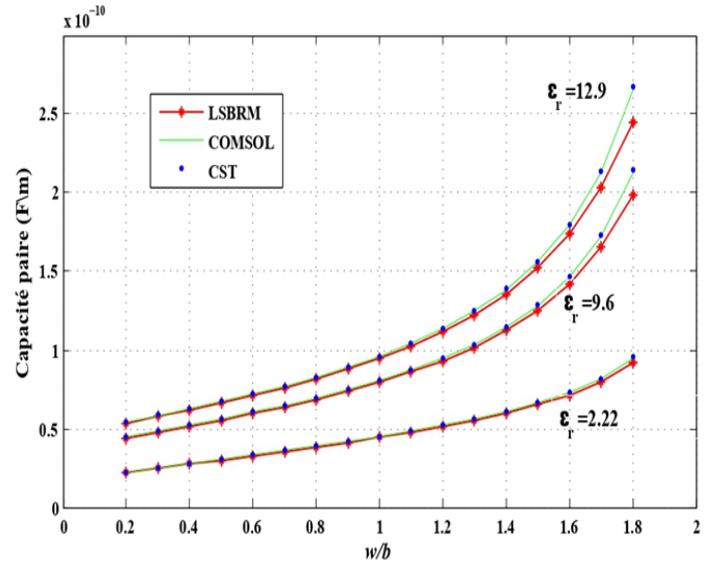
Les capacitances en mode pair et impair augmentent avec l'augmentation de la constante diélectrique relative ou du rapport $\frac{w}{b}$ et la capacité impaire distribuée est supérieure à la capacité en mode pair. Le taux d'erreur maximal de la capacité est inférieur à 3% par rapport aux résultats obtenus à partir des simulateurs EM pour $\epsilon_r=12,9$.

Les variations des impédances caractéristiques pour différents rapports w/b et substrats diélectriques sont montrées dans les Figures 3.11.a et 3.11.b. Nos résultats ont été comparés avec ceux de la simulation EM. Les résultats obtenus pour les constantes diélectriques effectives des modes impair et pair sont comparés à ceux obtenus par la simulation EM et l'accord est satisfaisant dont la Figure 3.12 est montrée.

Dans la Figure 3.13, sont tracées les variations du coefficient de couplage C (dB) des lignes à bandes couplées par le côté large en fonction du rapport w/b . La Figure 3.14 représente les distributions de potentiel de surface 2D du SBSSSL obtenues au moyen des simulateurs EM CST EMS et COMSOL



a)



(b)

Figure 3.10 : Comparaison des valeurs des paramètres de capacité. (a) Mode impair. (b) Mode pair

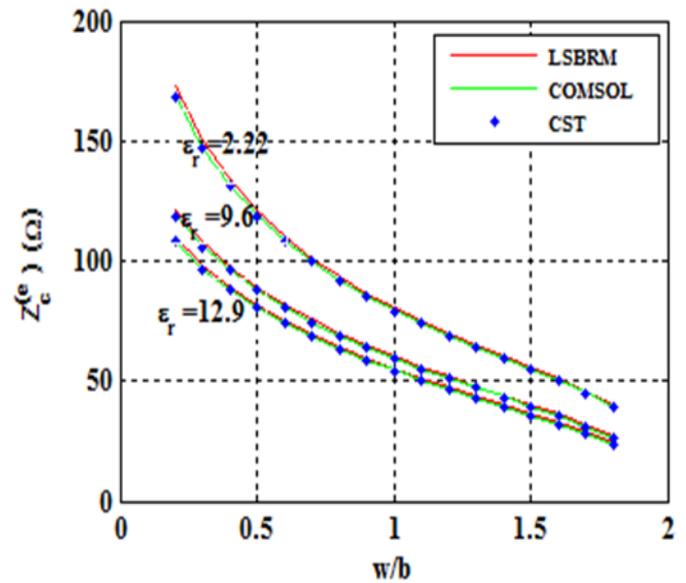
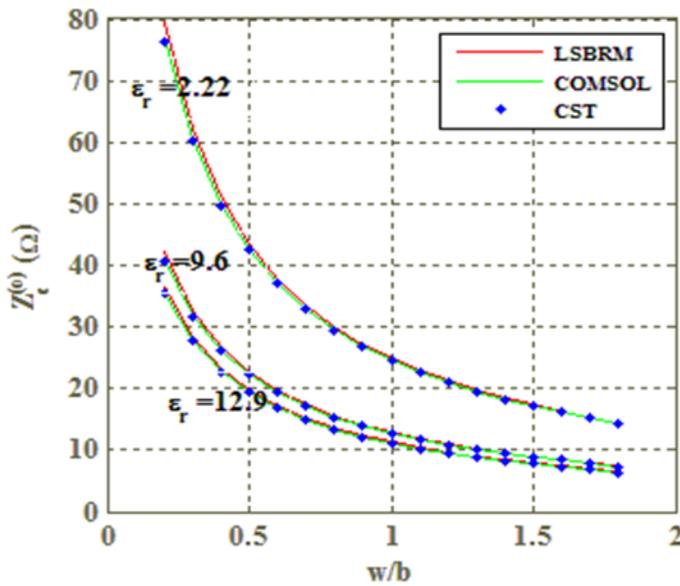


Figure 3.11 : Calcul et comparaison des impédances caractéristiques en mode impair et pair (a=6,36 mm, b=a/2, h=0,3b).

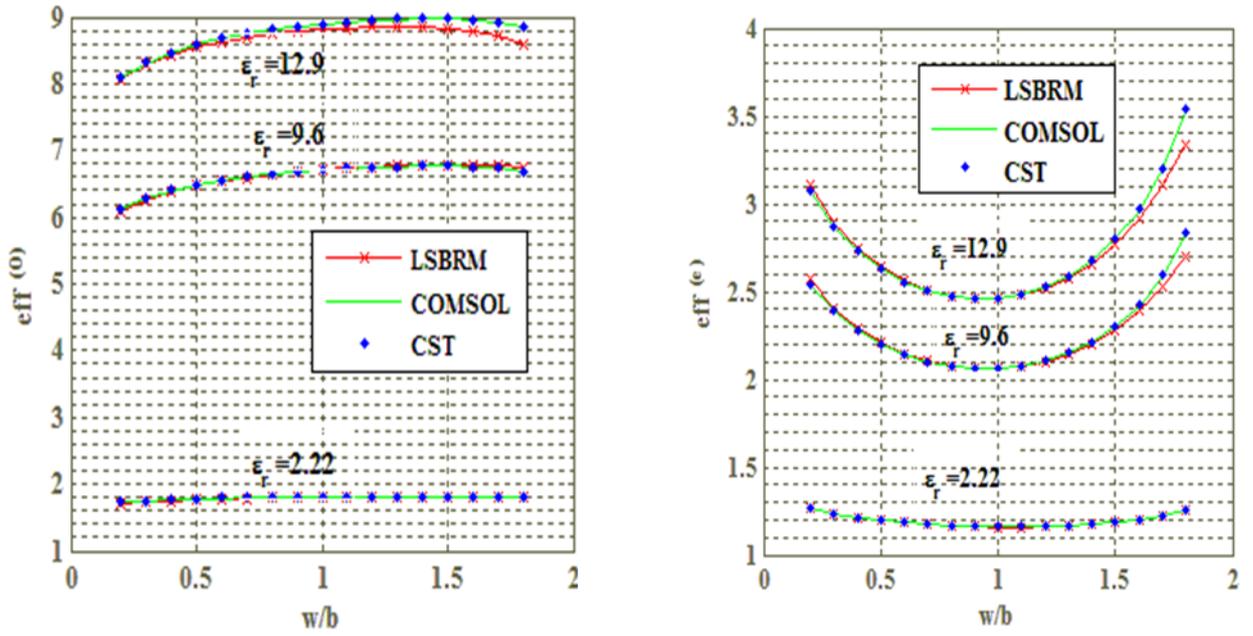


Figure 3.12 : Calcul et comparaison des constantes diélectriques effectives en modes impair et pair (a=6,36 mm, b=a/2, h=0,3b).

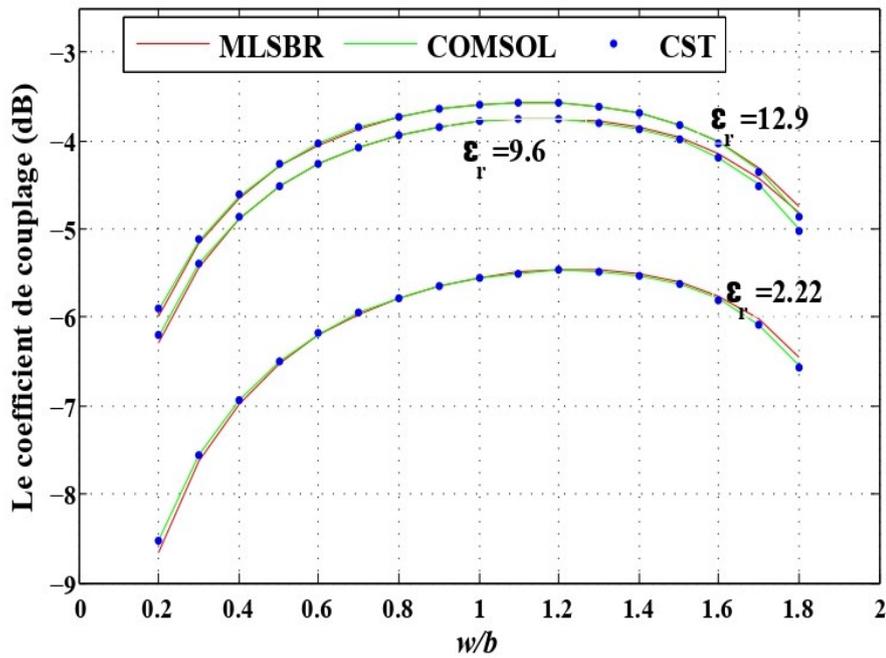


Figure 3.13 : Variation du coefficient de couplage en fonction du rapport w/b.

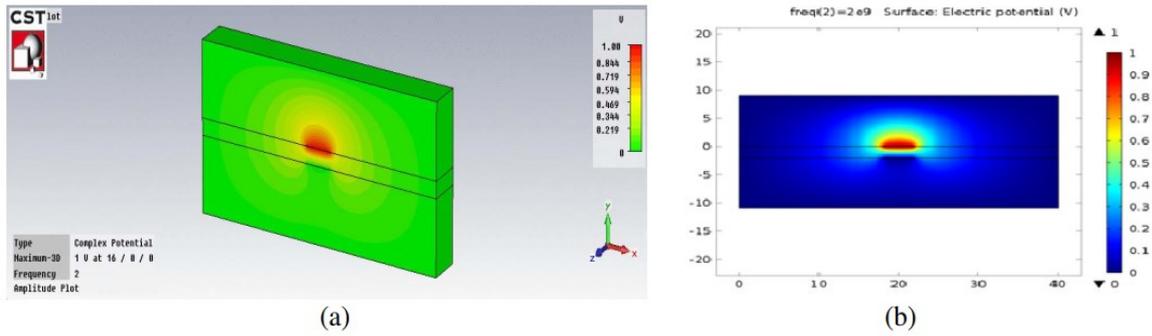


Figure 3.14 : Distributions de potentiel de surface du SBSSML. $a = 40$ mm, $b = 20$ mm, $h = 2$ mm, $w = 2h$, $t = 0.01$ mm, $f = 2$ GHz, $\epsilon_{r1} = 1$, $\epsilon_{r2} = 2.22$. (a) Outil CST-EMS. (b) Outil COMSOL.

Le Tableau 3.1 présente les valeurs des impédances caractéristiques en mode pair et impair pour différentes valeurs de largeur de lignes de micro-ruban en fonction de l'épaisseur h (w/h) de la structure blindée BCSSML. Elles sont comparées à celles rapportées dans les travaux publiés.

w/h	LSBR modifié				CST		Kumar [99]		COMSOL	
	Z_c^e	Z_c^o	ϵ_{eff}^e	ϵ_{eff}^o	Z_c^e	Z_c^o	Z_c^e	Z_c^o	Z_c^e	Z_c^o
0.2	190.52	20.70	7,44	1,77	189.36	20.20	187.31	21.62	190.07	18.57
1	99.89	5.32	8,344	1,33	102,35	5.30	98.01	5.352	93.76	4.788
2	63.45	2.77	8,514	1,20	65,01	2.76	61.947	2.7707	61.02	2.488

Tableau 3.1 : Comparaison des impédances caractéristiques en mode pair et impair de la structure SCBSSML. $a = 4$ mm, $b = 1$ mm, $\epsilon_r = 9,6$.

3.6.3. Exemple 2 : Lignes micro-rubans couplées inversées blindées (SBIML)

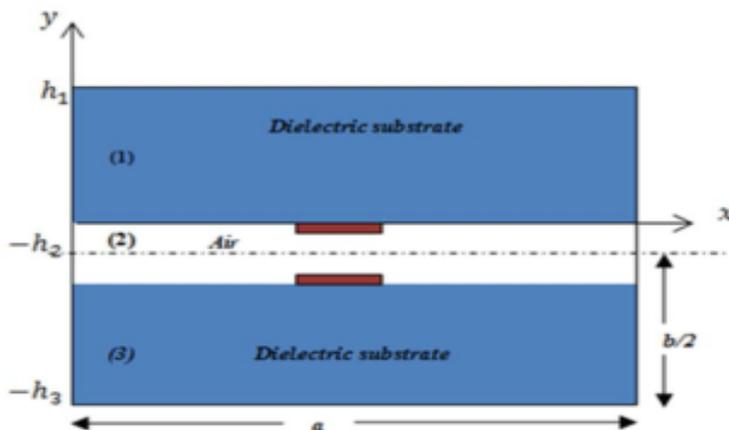


Figure 3.15 : Section transversale de lignes micro-rubans inversées à couplage large et blindé (SBIML).

Dans cette section, une structure de ligne micro-rubans couplées inversées blindées (SBIML) a été analysée. Comme le montre la Figure 3.15, elle est constituée de deux couches diélectriques supérieure et inférieure espacées par de l'air. Les lignes micro-rubans sont à l'intérieur de la couche d'air. Notez que l'épaisseur des conducteurs de la ligne micro-ruban a été supposée nulle.

h/b	w/b	MLSBR			CST			COMSOL			Bhat [40]		
		$Z_c^{(0)}$	$Z_c^{(e)}$	Z_c									
0.1	0.2	53.476	182.046	98.667	48.610	171.056	91.187	49.5805	172.544	92.492	50.83	174.33	94.133
	0.4	32.765	138.931	67.4698	29.424	128.533	61.498	30.2121	130.547	62.802	31.01	132.35	64.063
	0.6	23.777	113.276	51.898	21.242	103.813	46.959	21.8399	105.896	48.091	22.4	107.68	49.112
	0.8	18.698	95.744	42.311	16.563	87.164	37.996	17.1169	89.219	39.078	17.54	90.93	39.936
	1	15.425	82.915	35.762	13.572	74.821	31.867	14.0762	77.105	32.944	14.42	78.73	33.694
	1.2	13.138	73.106	30.992	11.554	66.169	27.650	11.9535	67.894	28.488	12.23	69.42	29.137
	1.4	11.450	65.362	27.357	10.059	59.319	24.427	10.3872	60.651	25.099	10.62	62.07	25.674
	1.6	10.153	59.095	24.495	8.832	52.944	21.625	9.1839	54.802	22.434	9.39	56.13	22.957
	1.8	9.125	53.920	22.182	7.804	47.892	19.333	8.2305	49.984	20.282	8.41	51.21	20.752
	2	8.290	49.5761	20.272	7.070	44.015	17.640	7.4564	45.944	18.508	7.61	47.09	18.930
0.3	0.2	88.512	144.922	113.258	81.571	136.351	105.462	82.949	138.1502	107.049	84.44	139.50	108.532
	0.4	59.293	109.848	80.705	53.971	102.082	74.2262	55.202	103.869	75.722	56.30	105.15	76.941
	0.6	44.798	89.288	63.245	40.570	82.377	57.810	41.559	83.969	59.074	42.44	85.18	60.125
	0.8	36.021	75.263	52.068	32.349	68.775	47.167	33.342	70.544	48.499	34.07	71.7	49.424
	1	30.126	65.0311	44.262	27.066	59.339	40.075	27.840	60.831	41.153	28.45	61.92	41.971
	1.2	25.895	57.2353	38.498	23.009	51.732	34.500	23.898	53.471	35.747	24.42	54.49	36.478
	1.4	22.710	51.100	34.066	19.725	45.390	29.922	20.933	47.700	31.599	21.39	48.66	32.262
	1.6	20.228	46.149	30.553	17.632	41.131	26.9300	18.623	43.054	28.316	19.02	43.96	28.915
	1.8	18.239	42.070	27.701	16.170	37.942	24.7702	16.772	39.233	25.652	17.12	40.08	26.194
	2	16.610	38.652	25.338	14.663	34.702	22.557	15.256	36.035	23.447	15.57	36.83	23.946

Tableau 3.2: Les impédances caractéristiques calculées du SBIML symétrique.

h/b	w/b	MLSBR			CST			COMSOL			Bhat [40]		
		ϵ_{eff}^0	ϵ_{eff}^e	C(dB)	ϵ_{eff}^0	ϵ_{eff}^e	C (dB)	ϵ_{eff}^0	ϵ_{eff}^e	C (dB)	ϵ_{eff}^0	ϵ_{eff}^e	C (dB)
0.1	0.2	1.2828	2.0430	-5.2579	1.2784	2.0444	-5.0764	1.2807	2.0390	-5.1363	1.287	2.038	-5.2164
	0.4	1.2179	2.0887	-4.1755	1.2176	2.0874	-4.0486	1.2214	2.0864	-4.0944	1.225	2.087	-4.1472
	0.6	1.1872	2.1116	-3.7015	1.1931	2.1159	-3.6054	1.1936	2.1118	-3.634	1.196	2.113	-3.6672
	0.8	1.1696	2.1259	-3.4367	1.1763	2.1326	-3.3417	1.1776	2.1286	-3.374	1.179	2.132	-3.3934
	1	1.1584	2.1358	-3.2694	1.1681	2.1469	-3.1862	1.1674	2.1409	-3.2072	1.168	2.145	-3.2180
	1.2	1.1509	2.1429	-3.1563	1.1592	2.1552	-3.0647	1.1602	2.1501	-3.0906	1.160	2.155	-3.0927
	1.4	1.1456	2.1483	-3.0751	1.1530	2.1614	-2.9746	1.1550	2.1575	-3.0047	1.155	2.163	-3.0017
	1.6	1.1417	2.1524	-3.0147	1.1527	2.1724	-2.9255	1.1510	2.1634	-2.9389	1.150	2.169	-2.9337
	1.8	1.1388	2.1556	-2.9685	1.1503	2.1815	-2.8565	1.1478	2.1683	-2.8867	1.147	2.174	-2.8789
	2	1.1366	2.1582	-2.9324	1.1471	2.1860	-2.8148	1.1453	2.1724	-2.8444	1.144	2.179	-2.8322
0.3	0.2	1.4783	1.9107	-12.3363	1.4739	1.9109	-11.9934	1.4781	1.9036	-12.0528	1.479	1.907	-12.185
	0.4	1.4390	1.9778	-10.4898	1.4410	1.9832	-10.2204	1.4428	1.9748	-10.2872	1.444	1.976	-10.383
	0.6	1.4166	2.0201	-9.5825	1.42254	2.0273	-9.3695	1.4236	2.0194	-9.4255	1.425	2.020	-9.5016
	0.8	1.4027	2.0490	-9.0537	1.4107	2.0574	-8.8688	1.4119	2.0502	-8.9199	1.413	2.051	-8.9765
	1	1.3931	2.0699	-8.7112	1.4041	2.0801	-8.5540	1.4041	2.0728	-8.58801	1.405	2.074	-8.6273
	1.2	1.3862	2.0855	-8.4731	1.3962	2.0944	-8.3065	1.3985	2.0901	-8.3534	1.399	2.091	-8.3799
	1.4	1.3809	2.0976	-8.2992	1.3942	2.1159	-8.0866	1.3943	2.1037	-8.1788	1.395	2.106	-8.1944
	1.6	1.3767	2.1072	-8.1675	1.3895	2.1235	-7.9611	1.3910	2.1147	-8.0438	1.391	2.117	-8.0461
	1.8	1.3733	2.1149	-8.0650	1.3889	2.1312	-7.9082	1.3884	2.1239	-7.9362	1.388	2.127	-7.9284
	2	1.3705	2.1212	-7.9837	1.3868	2.1361	-7.8312	1.3863	2.1315	-7.8484	1.386	2.135	-7.8353

Tableau 3.3 : Les constantes diélectriques effectives et les coefficients de couplage calculés du SBIML symétrique.

Les tableaux 3.2 et 3.3 résument les paramètres quasi-TEM associés à cette structure. Ceux-ci sont dérivés de la technique proposée et comparés à ceux des simulations EM réalisées avec CST et COMSOL, ainsi qu'à ceux de [40], pour différents rapports w/b et h/b . Les paramètres physiques de cette topologie sont $a = 40w$, $b = 20$ mm, $\epsilon_r = 2.22$.

3.6.4. Exemple 3 : Lignes à rubans couplées homogène blindé (HSBCSL)

Une structure SBCSL homogène (HSBCSL) a également été investiguée. Dans cette intention, nous avons remplacé toutes les couches diélectriques de la Figure 3.15 par une seule couche diélectrique, donc la structure est homogène ($\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = \epsilon_r$). Plusieurs articles ont été publiés concernant le calcul des paramètres de propagation des modes quasi-TEM pour les structures SBCSL homogènes comme [39] et [100]. Ces résultats ont été calculés à partir des expressions formelles dérivées de la méthode de transformation conforme. Cependant, elles n'étaient valables que pour un rapport w/h supérieur à 0,35. Notre approche a permis de trouver les paramètres électriques quasi-TEM avec des rapports w/h arbitraires. Les tableaux 3.4, 3.5 et 3.6 présentent les résultats des paramètres statiques quasi-TEM de la topologie HSBCSL. Un accord étroit a été trouvé avec les données simulées en utilisant les outils CST et COMSOL pour différents rapports w/h ($0,2 \leq w/h \leq 0,9$). Les paramètres géométriques du HSBCSL symétrique sont $a = 500$ mil, $b = a$, et $\epsilon_r = 2.22$.

w/h	MLSBR			CST			COMSOL		
	$z_c^{(e)}$	$z_c^{(o)}$	Z_c	$z_c^{(e)}$	$z_c^{(o)}$	Z_c	$z_c^{(e)}$	$z_c^{(o)}$	Z_c
0.2	203.488	121.415	157.183	192.895	113.177	147.754	193.775	114.054	148.663
0.3	184.647	103.535	138.266	177.059	97.837	131.616	177.863	98.6126	132.437
0.4	171.953	91.581	125.490	165.844	87.241	120.285	166.391	87.777	120.852
0.5	162.035	82.522	115.635	156.956	79.158	111.464	157.332	79.504	111.841
0.6	153.863	75.372	107.689	149.367	72.508	104.069	149.785	72.873	104.477
0.7	146.971	69.526	101.086	142.950	67.109	97.945	143.272	67.387	98.258
0.8	140.835	64.578	95.367	137.241	62.538	92.643	137.509	62.744	92.887
0.9	135.411	60.372	90.416	132.023	58.525	87.902	132.318	58.748	88.1677

Tableau 3.4: Impédances caractéristiques calculées de SBCSL symétrique.

w/h	MLSBR			CST			COMSOL		
	C(dB)	$\epsilon_{eff}^{(o)}$	$\epsilon_{eff}^{(e)}$	C(dB)	$\epsilon_{eff}^{(o)}$	$\epsilon_{eff}^{(e)}$	C(dB)	$\epsilon_{eff}^{(o)}$	$\epsilon_{eff}^{(e)}$
0.2	-11.9510	2.3494	2.3591	-11.6854	2.35	2.35	-11.7347	2.3500	2.3500
0.3	-11.0116	2.3531	2.3583	-10.8064	2.35	2.35	-10.8530	2.3500	2.3500
0.4	-10.3147	2.3534	2.3618	-10.1566	2.35	2.35	-10.1924	2.3500	2.3500
0.5	-9.7588	2.3510	2.3574	-9.6431	2.35	2.35	-9.6663	2.3499	2.34999
0.6	-9.3092	2.3524	2.3582	-9.2083	2.35	2.35	-9.2329	2.3499	2.3499
0.7	-8.9292	2.3507	2.3572	-8.8487	2.35	2.35	-8.86853	2.3499	2.34999
0.8	-8.6069	2.3511	2.3562	-8.5442	2.35	2.35	-8.5576	2.3499	2.3499
0.9	-8.3298	2.3505	2.3571	-8.2746	2.35	2.35	-8.2897	2.34999	2.3499

Tableau 3.5: Constantes diélectriques effectives calculées et le coefficient de couplage du SBCSL.

w/h	LSBR modifié		CST		COMSOL	
	$v_{\text{eff}}^{(0)}$	$v_{\text{eff}}^{(e)}$	$v_{\text{eff}}^{(0)}$	$v_{\text{eff}}^{(e)}$	$v_{\text{eff}}^{(0)}$	$v_{\text{eff}}^{(e)}$
0.2	0.6523	0.6510	0.6523	0.6523	0.6523	0.6523
0.3	0.6518	0.6511	0.6523	0.6523	0.6523	0.6523
0.4	0.6518	0.6506	0.6523	0.6523	0.6523	0.6523
0.5	0.6521	0.6512	0.6523	0.6523	0.6523	0.6523
0.6	0.6519	0.6511	0.6523	0.6523	0.6523	0.6523
0.7	0.6522	0.6512	0.6523	0.6523	0.6523	0.6523
0.8	0.6521	0.6514	0.6523	0.6523	0.6523	0.6523
0.9	0.6522	0.6513	0.6523	0.6523	0.6523	0.6523

Tableau 3.6: Vitesse de phase effective calculée en modes pair et impair.

3.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord présenté quelques structures de lignes de transmission inhomogènes couplées. L'essentiel de la théorie des lignes couplées nécessaire pour la caractérisation numérique et la conception des coupleurs symétriques y est également discuté et nous avons exposé des modèles électriques pour le calcul des paramètres quasi-TEM en modes de propagation pair et impair.

Une technique hybride quasi-TEM a été présentée, basée sur les approches MLSBR et variationnelle pour un calcul précis des paramètres quasi-TEM des structures de lignes micro-rubans couplées BCML blindées symétriques dans des substrats isotropes.

Cette approche a été appliquée par l'étude de différentes configurations SBCML et les résultats numériques obtenus ont été comparés avec succès à ceux issus de la littérature technique ou obtenus par les simulateurs EM commerciaux avec des dimensions et des paramètres physiques arbitraires. L'approche adoptée peut être étendue aux structures microbandes couplées multicouches asymétriques.

Chapitre 04

ETUDE ET MODELISATION QUASI-TEM DE STRUCTURES PLANAIRE MULTICOUCHES ANISOTROPES : APPLICATION AUX DEPHASEURS ACCORDABLES

4.1. Introduction

Dans ce chapitre, on présente une modélisation de structures planaire inhomogènes anisotropes, par l'application de la méthode des moindres carrés modifiée (MLSBR). La méthode MLSBR étant appliquée pour les structures planaires à substrats anisotropes en tenant compte des singularités des champs électromagnétiques au voisinage de la frontière métal-diélectrique. A cet effet, il s'agit d'analyser et de simuler des structures planaire multicouches anisotropes en considérant les deux modèles électrostatiques et magnétostatique (pour les structures planaires anisotropes contenant les matériaux magnétiques). Notre étude est essentiellement consacrée pour la détermination des paramètres de propagation dans ce genre de structures en mode quasi-TEM.

Une solution théorique est développée pour les caractéristiques de propagation des structures multicouches, en mettant l'accent sur des nouveaux types de déphaseurs accordables basés sur des lignes microbandes et des matériaux agiles anisotropes. L'analyse quasi-TEM est fondée sur une combinaison de la solution variationnelle et la technique MLSBR afin de trouver les constantes de permittivité et de perméabilité effectives en fonction de commande extérieure (champs électrique ou magnétique). Il est démontré que le modèle théorique est applicable sur de circuits de déphaseurs passifs accordables à une large classe de lignes de transmission multicouches.

4.2. Milieux isotropes et anisotrope

À l'intérieur du milieu diélectrique isotrope, le vecteur de déplacement électrique \vec{D} et l'intensité du champ électrique \vec{E} sont parallèles entre eux, c'est-à-dire que le champ électrique appliqué voit la même permittivité relative d'un milieu dans toutes les directions. De même, le vecteur de d'induction magnétique \vec{B} est parallèle à l'intensité du champ magnétique \vec{H} dans le milieu isotrope. Ces propriétés sont exprimées par les relations constitutives (4.1) et (4.2). Pour les milieux isotropes, la permittivité et la perméabilité sont des quantités scalaires. Cependant, il existe des diélectriques, comme le quartz, le saphir, l'alumine, le MgO, etc. où \vec{D} et \vec{E} ne sont pas parallèles entre eux, c'est-à-dire qu'ils ne sont pas dans la même direction. Les diélectriques de ce type définissent le milieu anisotrope. Dans un tel milieu, la permittivité relative vue par le champ électrique appliqué dépend de la direction. Par exemple, la Figure (4.1) forme un milieu anisotrope composite car la permittivité effective le long de l'axe x est différente de la permittivité effective le long de l'axe z. De même, les matériaux magnétiques tels que la ferrite, le grenat, etc. sont également anisotropes car les vecteurs \vec{B} et \vec{H} ne sont pas dans la même direction. Plusieurs auteurs ont traité en détail les

propriétés des milieux anisotropes et la propagation des ondes électromagnétiques dans ces milieux. La permittivité relative et la perméabilité relative de ces milieux anisotropes ne sont pas des quantités scalaires. Ce sont des quantités tensorielles, $\bar{\bar{\epsilon}}_r, \bar{\bar{\mu}}_r$ décrites par des matrices 3×3 . Les relations constitutives de ces milieux électriques et magnétiques s'écrivent comme suit :

$$\vec{D} = \bar{\bar{\epsilon}}_r \cdot \vec{E}, \quad \Rightarrow \quad \begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{r,xx} & \epsilon_{r,xy} & \epsilon_{r,xz} \\ \epsilon_{r,yx} & \epsilon_{r,yy} & \epsilon_{r,yz} \\ \epsilon_{r,zx} & \epsilon_{r,zy} & \epsilon_{r,zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

$$\vec{B} = \bar{\bar{\mu}}_r \cdot \vec{H}, \quad \Rightarrow \quad \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_{r,xx} & \mu_{r,xy} & \mu_{r,xz} \\ \mu_{r,yx} & \mu_{r,yy} & \mu_{r,yz} \\ \mu_{r,zx} & \mu_{r,zy} & \mu_{r,zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

En général, les éléments des matrices de permittivité et de perméabilité peuvent être des quantités complexes et dépendre également de la fréquence, compte tenu des pertes et de la dispersion dans le milieu matériel.

Les matrices de permittivité et de perméabilité ci-dessus peuvent être symétriques ou antisymétriques. Ainsi, les matériaux anisotropes peuvent être divisés en deux grands groupes : (i) les matériaux anisotropes symétriques et (ii) les matériaux anisotropes antisymétriques. Les matériaux anisotropes symétriques supportent les ondes électromagnétiques polarisées linéairement qui se propagent comme les modes normaux du milieu homogène non limité. Cependant, les ondes électromagnétiques polarisées circulairement sont les modes normaux du milieu anisotrope antisymétrique. Les modes normaux des milieux se propagent sans changement de polarisation.

4.2.1. Matériaux anisotropes symétriques

La matrice de permittivité complexe $[\epsilon_r^*]$, montrant le tenseur de permittivité d'un matériau diélectrique anisotrope symétrique, elle est symétrique hermitienne, c'est-à-dire que la relation suivante s'applique :

$$[\epsilon_r^*] = [\bar{\epsilon}_r^*]^T \quad (4.3)$$

Dans l'équation ci-dessus, les éléments de la matrice $[\bar{\epsilon}_r^*]$ sont le conjugués complexes des éléments de la matrice $[\epsilon_r^*]$. L'exposant T indique la transposition de la matrice de permittivité.

La relation ci-dessus est également valable pour un tenseur de permittivité réelle d'un matériau diélectrique anisotrope symétrique. Dans le cas d'un matériau diélectrique, les éléments non-diagonale de la matrice sont symétriques, c'est-à-dire que $\epsilon_{r,xy} = \epsilon_{r,yx}$, et ainsi de suite. Une

expression similaire peut également être obtenue pour le matériau magnétique anisotrope symétrique. Cependant, certains milieux ne suivent pas cette règle de symétrie.

La Figure (4.1) montre les axes cristallins (ξ, η, ζ) , et les axes physiques (x, y, z) d'une ligne micro ruban sur un substrat anisotrope.

Les axes du cristal (ξ, η, ζ) sont tournés par rapport aux axes physiques (x, y, z) selon les angles θ_1, θ_2 et θ_3 . Les éléments non-diagonaux de $\bar{\bar{\epsilon}}_r$ dans l'équation (4.4) sont présents en raison du non-alignement de deux systèmes de coordonnées. Cependant, s'ils sont alignés, c'est-à-dire $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 0$, alors les éléments non-diagonaux de $\bar{\bar{\epsilon}}_r$ sont nuls ; et la relation constitutive (4.1) se réduit à

$$\vec{D} = \bar{\bar{\epsilon}}_r \cdot \vec{E}, \quad \Rightarrow \quad \begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{r\xi} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{r\eta} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{r\zeta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

Les matériaux diélectriques sont encore classés en trois catégories :

Type I : matériaux isotropes. Les composantes de la permittivité relative de ces matériaux sont identiques, soit $\epsilon_{r\xi} = \epsilon_{r\eta} = \epsilon_{r\zeta}$. Par conséquent, la permittivité relative d'un matériau isotrope est une quantité scalaire.

Type II : Matériaux uniaxiaux. Ce sont des matériaux anisotropes avec des composantes de tenseur de permittivité relative sont définies comme $\epsilon_{r\xi} = \epsilon_{r\zeta} = \epsilon_{r\perp}$, et $\epsilon_{r\eta} = \epsilon_{r\parallel}$. Elle est représentée dans le cadre sur la Figure (4.1).

Dans le cas d'un substrat uniaxial, représenté sur Figure (4.1), le champ électrique externe appliqué E_y est orienté vers la composante de la permittivité relative $\epsilon_{r\parallel}$ et elle est parallèle (\parallel) à la normale (axe y) d'une surface de substrat anisotrope située dans le plan (x-z).

La Figure (4.1) montre une ligne microbande de largeur w sur un substrat anisotrope d'épaisseur h. Elle forme un condensateur à plaques parallèles placées dans le plan (x-z). En revanche, si les armatures parallèles du condensateur sont placées indifféremment dans le plan (x-y) ou dans le plan (y-z), il permet de voir la composante $\epsilon_{r\perp}$ d'un milieu de substrat uniaxial. Ainsi, un milieu diélectrique uniaxial présente deux valeurs différentes de capacité, en fonction du placement des armatures parallèles, connectées à une source de tension. Normalement, les fabricants fournissent des données pour $\epsilon_{r\parallel}$ et $\epsilon_{r\perp}$ des substrats uniaxiaux. La relation de principe pour le milieu uniaxial aligné sur les axes physiques est :

$$\begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_{r\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{r\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{r\perp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

Dans le cas où les axes cristallins ξ, η d'un substrat anisotrope, illustré à la Figure (4.1), forment un angle $\theta = \theta_1 = \theta_2$ par rapport aux axes physiques x, y ; les composantes de la permittivité relative peuvent être calculées par les expressions suivantes [95]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{rxx} &= \varepsilon_{r\xi} \cos^2 \theta + \varepsilon_{r\eta} \sin^2 \theta \\ \varepsilon_{ryy} &= \varepsilon_{r\xi} \sin^2 \theta + \varepsilon_{r\eta} \cos^2 \theta \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$\varepsilon_{rxy} = \varepsilon_{ryx} = (\varepsilon_{r\xi} - \varepsilon_{r\eta}) \sin \theta \cos \theta$$

Type III : Matériaux biaxiaux. Pour un tel milieu anisotrope, les trois composantes principales de la permittivité relative sont différentes, c'est-à-dire que $\varepsilon_{r\xi} \neq \varepsilon_{r\eta} \neq \varepsilon_{r\zeta}$. Ce type de milieu est connu sous le nom de milieu biaxial. Les nomenclatures ci-dessus sont également applicables à la perméabilité d'un matériau magnétique [26].

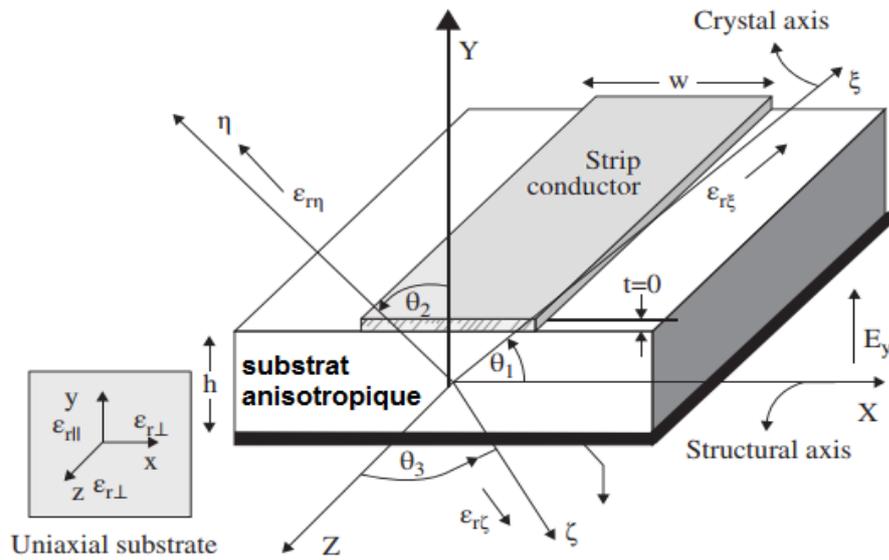


Figure 4.1 : Les axes cristallins (ξ, η, ζ) et les axes physiques (x, y, z) d'une couche anisotrope plane.

4.2.2. Milieux anisotropes antisymétriques

Le plasma est un état de la matière, dans un plasma, les atomes sont ionisés, c'est-à-dire qu'ils ont perdu ou gagné des électrons, il est traité comme un milieu isotrope. Cependant, en présence d'un champ magnétique statique de polarisation, il devient un matériau diélectrique uniaxial avec des éléments hors diagonale pour la matrice de permittivité. Cette matrice de permittivité est antisymétrique. Elle ne supporte pas les ondes caractéristiques polarisées linéairement comme modes normaux. Elle forme un milieu gyroélectrique, c'est-à-dire un milieu électriquement gyrotrope. De même, en présence d'un champ magnétique statique polarisé dans la direction z, le milieu ferrite devient un milieu gyromagnétique, c'est-à-dire un milieu magnétiquement gyrotrope. Les milieux plasma et ferrite, sous polarisation magnétique, supportent la propagation d'ondes caractéristiques polarisées circulairement en tant que modes normaux.

4.2.3. Milieu Gyroélectrique

La matrice de permittivité relative pour le milieu gyroélectrique sous un champ magnétique appliqué dans la direction z, est exprimée par la formule suivante :

$$\bar{\epsilon}_r = [\epsilon_r] = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_r & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \epsilon_r & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{r,zz} \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

Dans laquelle, $\epsilon_r = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2 - \omega^2}$, $\kappa = \frac{\omega_p^2 \omega_c}{(\omega_c^2 - \omega^2)\omega}$, $\epsilon_{r,zz} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$, $\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{m\epsilon_0}}$, $\omega_c = \frac{eB_0}{m}$.

Dans les expressions ci-dessus, ω_p et ω_c sont les fréquences du plasma et du cyclotron. La fréquence du cyclotron est également appelée la gyrofréquence, $j\kappa$ est un facteur de couplage croisé responsable de la propriété de giration de la permittivité relative d'un milieu. Les autres paramètres sont : N est la densité électronique, e : la charge électronique, m : masse électronique, et B_0 : champ magnétique continu. Dans le cas du champ magnétique extrêmement élevé, $\omega_c \rightarrow \infty$, $\epsilon_r = 1$, $\kappa = 0$. De même, en l'absence de champ magnétique, $B_0 = 0$, $\kappa = 0$, et le milieu gyrotrope se réduit à un milieu diélectrique uniaxial. Dans certains cas, il n'existe pas de milieu plasmique dans la direction z et $\epsilon_{r,zz} = 1$.

4.2.4. Milieu gyromagnétique

La matrice de perméabilité relative d'un matériau de ferrite gyromagnétique sans pertes est donnée ci-dessous :

$$\bar{\mu}_r = [\mu_r] = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

Où, $\mu = 1 + \frac{\omega_0 \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}$, $\kappa = \frac{\omega \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}$, $\omega_M = \mu_0 \gamma M_s$, $\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0$.

Dans les équations ci-dessus, H_0 est le champ magnétique de polarisation dans la direction z, M_s est l'aimantation de saturation, le paramètre γ est le rapport gyromagnétique, la pulsation ω_0 ainsi définie est connue sous le nom de la pulsation de Larmor ou précession. Cette pulsation définit la fréquence de rotation de la précession de notre moment magnétique, ω_M est la pulsation propre, et le facteur de couplage croisé $j\kappa$ qui décrit l'interaction entre les différents sous-réseaux magnétiques au sein de la structure cristalline de la ferrite. La fonction de perméabilité présente une singularité à la fréquence $\omega = \omega_0$. Dans le cas d'une ferrite non polarisée et démagnétisée, $H_0 = 0$ et $M_s = 0$ menant à $k = 0$ et $\mu = 1$, dans ce cas, se comporte comme un milieu diélectrique avec une perméabilité $\mu = \mu_0$. Dans le cas où le ferrite est polarisé longitudinalement et partiellement, dont le tenseur perméabilité s'écrit comme dans l'équation (4.8), ses éléments μ et κ s'obtiennent par les formules de G.T.Rado, E.Schlomann et J.J.Green à $M < M_s$ qui sont [101]:

$$\mu = \mu_d + (1 - \mu_d) \left(\frac{4\pi M}{4\pi M_s} \right)^{3/2} \quad (4.9)$$

$$\kappa = 4\pi M_s / f, \quad \mu_d = \frac{1}{3} \left[1 + 2 \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_m}{\omega} \right)^2} \right] \quad (4.10)$$

Où : μ_d désigne μ lorsqu'elle est à l'état désaimanté, f la fréquence de travail ou fonctionnement, $4\pi M$ est l'aimantation interne, $4\pi M_s$ est l'aimantation de saturation, Matériaux composites magnéto-diélectriques

4.2.5. Matériaux composites magnéto-dielectrique

Les matériaux magnéto-diélectriques (MD) possèdent à la fois des propriétés électriques et magnétiques. Ces matériaux sont caractérisés par la présence simultanée de tenseurs de permittivité et de perméabilité. Ces tenseurs pour les matériaux MD uniaxiaux s'expriment comme suit

$$\bar{\bar{\epsilon}}_r = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{r0} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{r0} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{re} \end{bmatrix}, \bar{\bar{\mu}}_r = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_{r0} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{r0} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{re} \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

Les expressions données ci-dessus pour les tenseurs indépendants non couplés de permittivité et de perméabilité relatives montrent qu'il n'y a pas de couplage entre les champs électriques et le champ magnétique. Les ferrites ont cette propriété. Cependant, les ferrites présentent des pertes importantes aux fréquences microondes. Les matériaux MD à faibles pertes sont synthétisés en mélangeant ferrites/hexaferrite et leurs composites avec un polymère comme milieu hôte. Les structures périodiques sont intégrées dans le milieu hôte pour concevoir des matériaux MD pour des applications d'antennes dans les bandes VHF et UHF [102]. Les composites métamatériaux sont également des matériaux MD avec une permittivité et une perméabilité négatives simultanées.

4.2.6. Matériaux magnéto-électriques

Les matériaux magnétoélectriques sont des matériaux électromagnétiques bi-anisotropes ordinaires avec couplage mutuel des champs électriques et magnétiques. Ces matériaux présentent une anisotropie à la fois pour la permittivité et la perméabilité avec un couplage mutuel supplémentaire du champ électrique et du champ magnétique. Dans ces matériaux, les vecteurs de densité de flux électrique \vec{D} et aussi la densité de flux magnétique \vec{B} dépendent à la fois de \vec{E} et de \vec{H} appliqués. Cela montre que dans les matériaux bi-anisotropes, les champs \vec{E} ne génèrent pas seulement une polarisation électrique mais aussi une polarisation magnétique, de même, les champs \vec{H} appliqués à ces matériaux créent à la fois une magnétisation et une polarisation électrique. La relation constitutive reliant quatre vecteurs de flux et de champ pour un milieu magnéto-électrique linéaire est exprimée comme suit [103] :

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \bar{\bar{\epsilon}} \cdot \vec{E} + \bar{\bar{\xi}} \cdot \vec{H} \\ \vec{B} &= \bar{\bar{\zeta}} \cdot \vec{E} + \bar{\bar{\mu}} \cdot \vec{H} \end{aligned} \quad (4.12)$$

Les quatre tenseurs de paramètres de matériaux donnés ci-dessus $\bar{\epsilon}$, $\bar{\mu}$, $\bar{\xi}$ et $\bar{\zeta}$ définissent les matériaux magnétoélectriques bi-anisotropes. Les tenseurs $\bar{\epsilon}$ et $\bar{\mu}$ sont des tenseurs de permittivité et de perméabilité ordinaires, tandis que $\bar{\xi}$ et $\bar{\zeta}$ sont des tenseurs de couplage magnéto-électrique.

4.2.7. Matériaux cristaux liquides

Le cristal liquide (CL) est un matériau liquide anisotrope qui présente un état de matière intermédiaire entre les solides cristallins et les liquides isotropes, appelé mésophase. Les propriétés de mobilité moléculaire alliées à une anisotropie diélectrique, permettent d'ajuster leur permittivité diélectrique dans une gamme de valeurs continues, en utilisant un signal de polarisation électrique ou magnétique. Selon l'organisation des molécules et la présence d'ordre d'orientation ou de position à une ou deux dimensions plusieurs mésophases existent qui peuvent être partagées en 3 grandes familles : nématique, smectique et colonnaire [17].

La phase nématique est la plus couramment utilisée dans les cristaux liquides aux fréquences micro-ondes et millimétriques. Elle est caractérisée par une orientation des molécules en forme de bâtonnets qui donne lieu à un tenseur de permittivité fortement anisotrope. Dans cette phase, la direction préférentielle, c'est-à-dire la direction moyenne des axes moléculaires, est décrite un vecteur unitaire *appelé* directeur, noté ici \vec{n} , qui est aligné avec le grand axe des molécules de cristal liquide en forme de tige. Le tenseur d'anisotropie présente une permittivité relative ϵ_{\parallel} selon la direction \vec{n} et ϵ_{\perp} suivant les directions orthogonales [104]. Dans un arrangement capacitif typique, où une cellule à cristaux liquides est prise en sandwich entre deux électrodes métalliques et où aucune tension de polarisation n'est appliquée ($V_b = 0$ V), l'alignement initial des molécules de cristaux liquides est obtenu en recouvrant les surfaces limites (de préférence les couches supérieure et inférieure de la cellule) d'une fine couche de film polyimide, puis en les frottant mécaniquement à l'aide d'un tissu de velours. Le frottement crée des rainures microscopiques dans les surfaces de polyimide et permet un alignement préférentiel des molécules de cristaux liquides dans l'état non polarisé [105] comme présenté dans les Figures 4.2 (a) et 4.2 (b). Dans les simulations électromagnétiques, ces couches de polyimide extrêmement fines peuvent être négligées jusqu'à une bonne approximation.

Dans ce cas initial ($V_b = 0$ V), le directeur \vec{n} sera parallèle aux couches métalliques et le tenseur de permittivité relative correspondant au matériau intermédiaire est défini par :

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{r\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{r\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{r\perp} \end{bmatrix} \quad (4.13)$$

Lorsque la tension de polarisation V_b commence à croître ($V_{th} < V_b < V_{max}$), l'orientation du directeur \vec{n} change continuellement de l'état perpendiculaire à l'état parallèle [106].

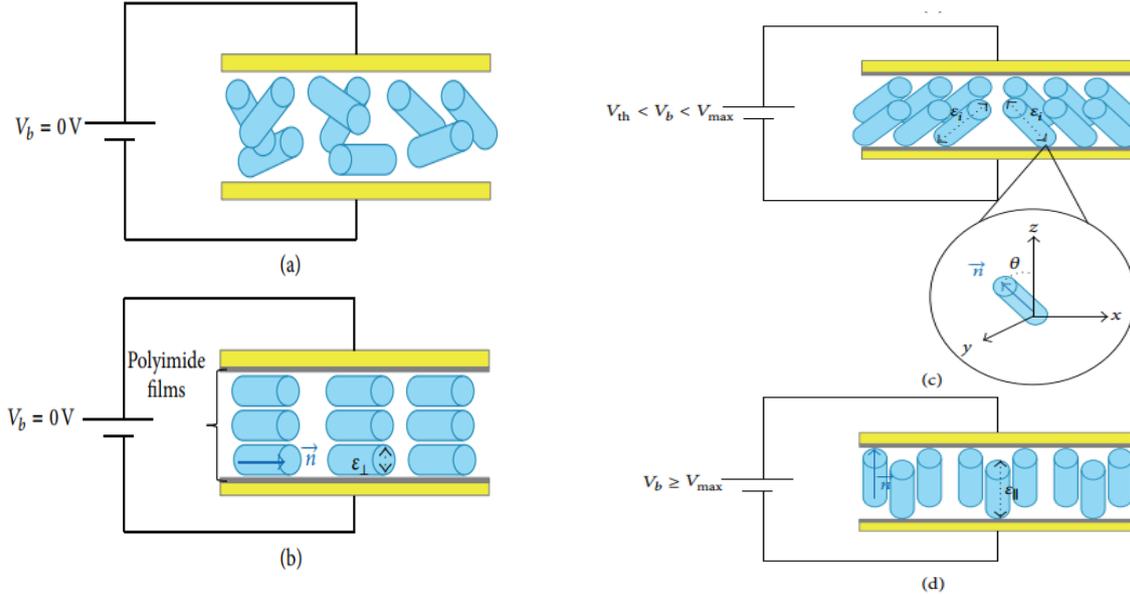


Figure 4.2 : Orientation des molécules de cristaux liquides dans différents états (a) films sans polyimide, orientation aléatoire, (b) films polyimide, état perpendiculaire ($\epsilon_{eff} = \epsilon_{\perp}$), (c) état intermédiaire ($\epsilon_{eff} = \epsilon_i$), et(d) état parallèle ($\epsilon_{eff} = \epsilon_{\parallel}$).

La différence entre l'état perpendiculaire et l'état parallèle est identifiée comme l'anisotropie diélectrique $\Delta\epsilon$ des molécules de cristaux liquides et peut être exprimée par la formule suivante :

$$\Delta\epsilon = \epsilon_{r\parallel} - \epsilon_{r\perp} \quad (4.14)$$

Le tenseur de permittivité pour l'état intermédiaire peut être décrit comme [107].

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{r\perp} + \Delta\epsilon \sin^2 \theta & 0 & \Delta\epsilon \sin\theta \cos\theta \\ 0 & \epsilon_{r\perp} & 0 \\ \Delta\epsilon \sin\theta \cos\theta & 0 & \epsilon_{r\perp} + \Delta\epsilon \sin^2 \theta \end{bmatrix} \quad (4.15)$$

Dans le cas où la direction de frottement du polyimide est le long de l'axe x (voir les Figures 2 (c)). La permittivité relative effective dans ce cas devient $\epsilon_{eff} = \epsilon_{rzz} = \epsilon_{r\parallel}$, en raison du champ E le long de l'axe z .

Lorsque la tension de polarisation augmente jusqu'à un certain seuil de tension ($V_b \geq V_{\max}$), les molécules de cristaux liquides deviennent stables. Elle peut représenter deux permittivités différentes avec un champ électrique : (1) la permittivité perpendiculaire $\epsilon_{r\perp}$, où le champ électrique se déplace perpendiculairement au directeur de la molécule et (2) la permittivité parallèle $\epsilon_{r\parallel}$, où le champ électrique se déplace parallèlement au directeur de la molécule avec des coordonnées uni-axiales. Dans cet état, la permittivité effective pertinente (ϵ_{eff}) s'aligne progressivement le long du directeur \vec{n} , ce qui fait que le tenseur de permittivité devient :

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{r\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{r\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{r\parallel} \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

4.3. Technologies, Matériaux et composants accordables

Il existe de nombreuses technologies différentes pour la réalisation de composants micro-ondes accordables. Ces technologies peuvent être regroupées en trois catégories : (1) les systèmes accordés électroniquement et (2) systèmes accordés mécaniquement d'une part et (3) les matériaux fonctionnels, d'autre part [108].

Les éléments d'accord permettant de réaliser des fonctions radiofréquences (RF) reconfigurables où les plus utilisés jusqu'à ce jour sont les éléments intégrés à base de semi-conducteurs tels que les diodes PIN (« Positive Intrinsic Negative ») et les transistors FET (« Field Effect Transistor »). Ces éléments sont concurrencés par l'apparition des MEMS RF (« Micro-Electro-Mechanical Systems ») possédant des performances RF excellentes. Plus récemment, l'utilisation des matériaux dits « accordables ou agiles » afin de réaliser des dispositifs RF accordables. Parmi ces matériaux agiles, nous pouvons citer les matériaux ferroélectriques et ferromagnétiques, les cristaux liquides et les matériaux à changement de phase.

4.3.1. Matériaux agiles

En plus des composants semi-conducteurs et des technologies innovantes telles que les MEMS, MMIC, etc., les matériaux agiles peuvent aussi être utilisés pour réaliser la fonction d'accord dans le domaine de l'électronique RF. La réalisation de fonctions accordables consiste à utiliser des matériaux agiles dont les propriétés diélectriques (permittivité et/ou perméabilité) peuvent être modifiées sous l'action d'une commande externe (un champ électrique statique appliqué est utilisé

pour modifier la permittivité relative ou un champ magnétique statique appliqué est utilisé pour modifier la perméabilité relative d'un matériau incorporé dans les structures planaires).

a. Matériaux ferroélectriques

Les matériaux ferroélectriques ont une permittivité qui varie sous l'action d'une commande électrique. Ces matériaux présentent un compromis intéressant en termes d'agilité et de pertes et leurs dépôts, par différentes techniques, sont aujourd'hui très bien maîtrisés.

Différentes fonctions sont ainsi réalisables à base de matériaux ferroélectriques. En effet, la modification de la permittivité électrique permet alors d'envisager le développement de capacités variables (varactors) [109], de déphaseurs [110], [111] et des réseaux d'antenne déphasés [112], [113].

b. Matériaux ferromagnétiques

Les ferromagnétiques sont des matériaux dont la perméabilité peut être modifiée sous l'action d'un champ magnétique. Les matériaux magnétiques sont utilisés à des fréquences éloignées de leur fréquence gyromagnétique. Les pertes diélectriques sont alors faibles et l'application d'un champ magnétique statique permet la modification de la perméabilité du substrat. Les matériaux ferromagnétiques peuvent être utilisés pour réaliser des dispositifs RF tels que des inductances variables [114], des filtres RF [115] et encore des déphaseurs reconfigurables [116],[117].

c. Cristaux liquides

A l'instar des ferroélectriques et des ferromagnétiques, sont commandés par un champ électrique ou magnétique externe. L'application de ce champ électrique sur les cristaux liquides permet d'obtenir une anisotropie diélectrique dans ces matériaux. Cette anisotropie est la principale propriété utilisée dans le domaine des micro-ondes [118] . En effet, basés sur cette anisotropie, plusieurs dispositifs ont pu être conçus tels que des capacités variables [119],des filtres accordables [120], des lignes à retard [121], des antennes [122], et des déphaseurs [123], [124].

d. Matériaux à changement de phase

Les matériaux à changement de phase (PCM pour « Phase Change Material »), sont des matériaux présentant deux états : un état amorphe dans lequel il présente une haute résistivité et un état cristallin avec une faible résistivité. Chacun de ces états modifie les propriétés intrinsèques électriques et optiques du matériau. En effet, l'état amorphe présente une forte

résistivité électrique et une faible réflectivité optique, tandis que l'état cristallin possède une faible résistivité électrique et une forte réflectivité optique.

e. Matériaux hybrides

Lorsqu'une commande est appliquée sur un matériau ferromagnétique, sa perméabilité varie mais sa permittivité reste inchangée. Pour les ferroélectriques comme pour les cristaux liquides, on retrouve le phénomène inverse : une permittivité variable et une perméabilité fixe. Il est nécessaire de disposer d'un matériau ou d'une association de matériaux dont les perméabilités et permittivités globales évoluent dans les mêmes proportions et se concentre actuellement sur l'association de matériaux magnétostrictifs et piézoélectriques [125]. Cette hétérostructure permettra de modifier la permittivité du piézoélectrique par une commande électrique. La déformation mécanique induite par ce champ électrique entraînera un changement de perméabilité dans la couche magnétostrictive [126]. Les derniers efforts dans le domaine des composites magnétoélectriques pour les applications micro-ondes se sont concentrés sur l'utilisation de matériaux ferrites et piézoélectriques dans des hétérostructures multicouches pour faire varier les fréquences de perméabilité des ferrites par la contrainte générée dans les couches piézoélectriques en raison d'une tension appliquée [127].

f. Matériaux piézoélectriques

Basée également sur un contrôle mécanique des circuits micro-ondes, l'agilité obtenue à partir d'un élément piézoélectrique constitue une alternative aux systèmes micro-électro-mécaniques (MEMS) en utilisant des dispositifs à une échelle géométrique plus importante (quelques dizaines de millimètres). La Figure 4.3 montre la configuration du déphaseur, quatre lignes micro-ruban méandrées sont utilisées avec un perturbateur diélectrique pour obtenir un déphasage progressif à partir de chaque ligne. Le perturbateur est attaché à l'extrémité d'un PET (piezoelectric transducer), et il peut être déplacé vers le bas pour toucher les lignes micro-ruban à mesure que la tension continue appliquée augmente jusqu'à 90 V. Il n'y a pas de déflexion du PET à 0 V. À mesure que l'espace d'air entre la ligne micro-ruban et le perturbateur varie en fonction du changement de tension, la capacité de la ligne varie. Ensuite, les variations de capacité entraînent des variations de la constante diélectrique effective et du déphasage sur chaque ligne micro-ruban [128].

g. Substrats composites : fluides diélectriques

Enfin, une dernière méthode de reconfiguration, à base de fluides, consiste à encapsuler un liquide diélectrique dans des canaux ou cavités afin qu'il fasse partie intégrante du substrat. Ainsi, en

modifiant le liquide en circulation, on modifie la permittivité du substrat vu par l'antenne et l'on obtient l'agilité en fréquence [129].

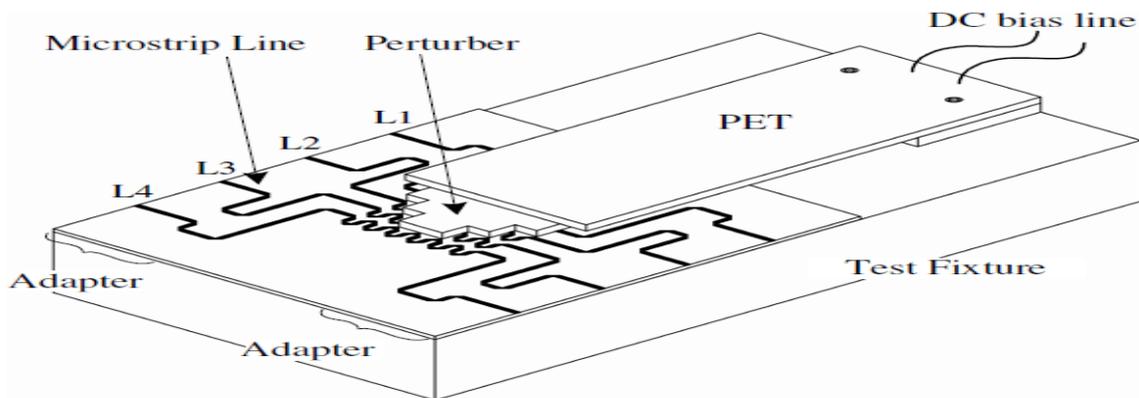


Figure 4.3 : Configuration d'un déphaseur utilisant une perturbation diélectrique contrôlée par un PET sur des lignes micro-ruban méandrées

4.3.2. Comparaison entre les matériaux agiles

Le Tableau 4.1 [130] synthétise une comparaison entre ces différentes technologies d'accordabilité RF avec FE désignant les ferroélectriques, FM les ferromagnétiques, CL les cristaux liquides et PCM les matériaux à changement de phase.

	Semi-Conducteurs		MEMS RF	Matériaux Agiles			
	PIN	FET		FE	FM	CL	PCM
Pertes RF	Faible	Faible	Très Faible	Moyen	Moyen	Moyen	Faible
Temps de commutation	Faible	Faible	Moyen Faible	Moyen	Moyen	Élevé	Moyen Faible
Intégrabilité	Élevée	Élevée	Élevée	Moyen	Faible	Faible	Élevée
Maturité	Élevée	Élevée	Élevée	Faible	Faible	Faible	Faible
Encombrement							
Complexité de commandes	Faible	Faible	Faible	Moyen	Élevé	Élevé	Moyen Faible
Coût	Très Faible	Très Faible	Faible	Élevé	Élevé	Élevé	Élevé

Tableau 4.1 : Comparaison entre les différentes technologies d'accordabilité en RF.

4.4. Déphaseurs accordables

Un déphaseur est un composant permettant d'introduire un déphasage dans le signal le traversant. Dans sa forme la plus simple, le déphaseur est une simple ligne de transmission de L le long de laquelle une onde met un certain temps à se propager. Les déphaseurs à réseau d'antenne sont des composants d'un réseau à balayage électronique qui orientent le faisceau d'antenne dans la direction souhaitée sans repositionner physiquement l'antenne. Par définition, les déphaseurs sont des réseaux à deux ports dont le signal de sortie peut être ajusté pour avoir une certaine relation de phase désirée avec le signal d'entrée en utilisant un signal de commande. Les déphaseurs les plus courants sont classés en deux catégories :

a. Déphaseurs analogiques

Dans lesquels le déphasage différentiel est modifié de manière continue en utilisant un signal de commande (tel qu'un champ de polarisation externe, etc.). Cette classe de déphaseurs est principalement basée sur des matériaux accordables.

b. Déphaseurs numériques

Dans lesquels le déphasage différentiel peut être modifié par seulement quelques valeurs de déphasage prédéterminées, telles que 45° , 90° , 180° , etc.

La reconfiguration du faisceau des antennes est aussi un domaine de recherche actif. Aujourd'hui, ce type d'antenne n'intéresse plus uniquement le domaine militaire mais également le domaine civil pour les systèmes de radar anti-collision, de localisation GPS ou les réseaux locaux. La solution la plus courante consiste à commander la direction du faisceau par la phase des signaux alimentant les différents éléments de l'antenne (Figure 4.5) ; des déphaseurs accordables hautes fréquences sont alors nécessaires. L'une des plus importantes applications militaires des déphaseurs est le développement de radars à réseau phasé pour diverses plates-formes terrestres, aériennes, navales et spatiales. Les radars à réseau phasé ont été conçus pour remplacer les radars à balayage mécanique, aujourd'hui bien connus, qui sont encore largement utilisés dans diverses applications militaires et civiles, notamment le contrôle du trafic aérien et les stations de surveillance météorologique.

Les performances d'un déphaseur se traduisent par plusieurs facteurs :

- Le déphasage maximal $\Delta\phi_{max}$: il ne s'agit pas là du déphasage induit par le déphaseur mais de la différence maximale de phase induite entre deux états différents du déphaseur.
- Les pertes d'insertion (paramètre S21) : l'introduction d'un mécanisme de reconfiguration sur une ligne de transmission engendre nécessairement des pertes qu'il s'agit de minimiser.
- La dispersion de phase en °/GHz : caractérise l'uniformité du déphasage créé en fonction de la fréquence.
- L'encombrement du système : ce facteur est d'autant plus important que l'intégration de nombreux déphaseurs (un pour chaque élément rayonnant d'un réseau phasé) représente un challenge technologique de taille.

On définit en particulier deux facteurs de mérite notés FOM (Figure Of Merit). Le premier est le ratio entre le déphasage maximal et les pertes induites (exprimé en °/dB). Le second est le ratio entre le déphasage maximal et la longueur de la ligne (L).

Il s'exprime en °/cm et juge l'efficacité du composant par rapport à son encombrement [129].

$$FOM_{db} = \frac{\Delta\phi_{max}}{S_{21}} \quad (4.17)$$

$$FOM_{db} = \frac{\Delta\phi_{max}}{L} \quad (4.18)$$

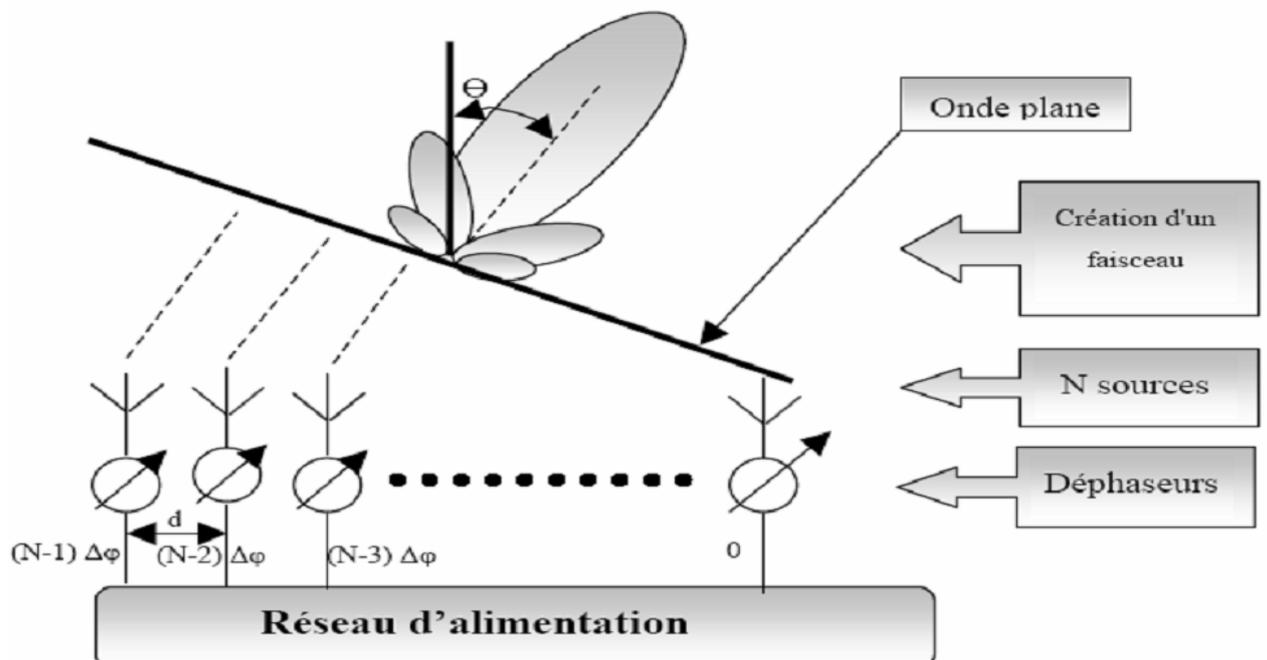


Figure 4.4 : Schéma du principe de fonctionnement d'un réseau d'antennes phasé [131].

Le principe de reconfiguration peut s'appliquer également à la longueur d'une ligne micro-ruban (L), le déphasage causé par la propagation dans une ligne [109], le déphasage ainsi créé s'exprime donc par rapport à une position de référence:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi.f}{c_0} (\sqrt{\varepsilon_{eff}} - \sqrt{\varepsilon_{eff}(ref)}) L \quad (4.19)$$

ε_{eff} est la permittivité relative effective d'une structure planaire à couches diélectriques (par exemple dans la technologie MEMS) [132]. La plus répandue est basée sur le contrôle électronique réalisé en chargeant les éléments résonnants conçus sur la cellule unitaire avec un ou plusieurs dispositifs actifs (par exemple des diodes varactor, des commutateurs MEMS, des diodes p-i-n) sur une (ou plusieurs) couche de la cellule unitaire. D'autres approches sont basées sur l'utilisation de matériaux accordables (ferroélectriques, cristaux liquides) ou sur l'utilisation de tubes micro-fluidiques.

Les déphaseurs reconfigurables présents dans la littérature ont à première vue des performances similaires en raison notamment de la maturité technologique des techniques d'accordabilité utilisées et de leurs performances identiques (entre les diodes PIN, les transistors FET et les MEMS RF). Les différences obtenues parmi ces déphaseurs, notamment sur les pertes d'insertion, sont principalement dues aux différentes topologies de déphaseurs utilisées (à lignes commutées, à lignes chargées et en réflexion). En effet, chacune des topologies possède ses avantages et ses inconvénients : les déphaseurs à lignes commutées sont simples à la conception mais peuvent être encombrants dues aux dimensions de lignes requises pour des déphasages élevés, les déphaseurs à lignes chargées sont plus complexes à réaliser mais sont plus compacts et les déphaseurs en réflexion sont souvent utilisés pour une meilleure précision de la phase désirée dans des applications larges bandes [130].

4.5. Modélisation d'une ligne de transmission micro-ruban incorporée dans des matériaux anisotropes stratifiés

4.5.1. Structure étudiée

La structure globale 2D qu'on désire étudier est représentée par la Figure 4.5. Il s'agit de milieux multicouches anisotropes diélectriques et/ou magnétiques homogènes, une ligne de transmission planaire uniforme entourée par un ensemble de conditions aux limites. Les frontières

supérieure et inférieure peuvent être considérées comme des murs électriques, des murs magnétiques ou des frontières ouvertes. Ainsi, les géométries ouvertes peuvent être simulées en choisissant une frontière ouverte dans le blindage supérieur et en prenant " H_n et H_1 " ($H_n = h_n - h_{n-1}$ et $H_1 = h_1$) suffisamment grands. On suppose que le micro-ruban est infiniment fin et que les conducteurs sont parfaits, ainsi que les couches gyrotropiques magnétisées dans la direction de propagation (c'est-à-dire que la direction de la propagation doit toujours être en accord avec un axe essentiel des tenseurs de perméabilité et de permittivité).

La permittivité et la perméabilité de la $i^{\text{ème}}$ couche anisotropie sont des tenseurs bidimensionnels arbitraires, et sont donnés par la forme :

$$\bar{\bar{\epsilon}}_i = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{i,xx} & \epsilon_{i,xy} \\ \epsilon_{i,yx} & \epsilon_{i,yy} \end{bmatrix} \quad (4.20)$$

Où :

$$\begin{aligned} \epsilon_{i,xx} &= \epsilon_{i,\xi} \cos^2 \theta + \epsilon_{i,\eta} \sin^2 \theta \\ \epsilon_{i,yy} &= \epsilon_{i,\xi} \sin^2 \theta + \epsilon_{i,\eta} \cos^2 \theta \end{aligned} \quad (4.21)$$

$$\epsilon_{i,xy} = \epsilon_{i,yx} = (\epsilon_{i,\xi} - \epsilon_{i,\eta}) \sin \theta \cos \theta$$

En ce qui concerne les substrats magnétiques sont magnétisés dans une direction arbitraire, le tenseur de perméabilité peut prendre la forme suivante :

$$\bar{\bar{\mu}}_i = \begin{bmatrix} \mu_{i,xx} & \mu_{i,xy} \\ \mu_{i,yx} & \mu_{i,yy} \end{bmatrix} \quad (4.22)$$

Sachant que :

$$\mu_{i,xx} = \mu_{i,yy} = \mu_i + (\mu_0 - \mu_i) \sin^2 \theta \cos^2 \phi \quad (4.23)$$

$$\begin{aligned} \mu_{i,xy} &= \frac{(\mu_0 - \mu_i)}{2} \sin^2 \theta \sin^2 2\phi + j\kappa_i \cos \theta, \mu_{i,yx} = \frac{(\mu_0 - \mu_i)}{2} \sin^2 \theta \sin^2 2\phi - \\ &- j\kappa_i \cos \theta \end{aligned} \quad (4.24)$$

Comme pour les problèmes non magnétiques, les caractéristiques quasi-statiques sont décrites uniquement par les capacités de ligne. La méthode variationnelle a été appliquée avec succès pour obtenir les capacités de ligne de divers types de lignes de transmission avec des milieux isotropes et/ou anisotropes [133]. Puisque les inductances de ligne sont nécessaires pour caractériser les lignes de transmission avec des milieux magnétiques, la procédure de formulation est présentée pour obtenir

les inductances de ligne avec des milieux magnétiques anisotropes généraux afin de calculer les paramètres caractéristiques de cette structure multicouche anisotrope.

Nous avons étendu, dans ce chapitre, l'approche quasi-statique utilisée dans le chapitre précédant pour obtenir une expression variationnelle pour la capacité et l'inductance de la ligne avec une anisotropie tensorielle arbitraire.

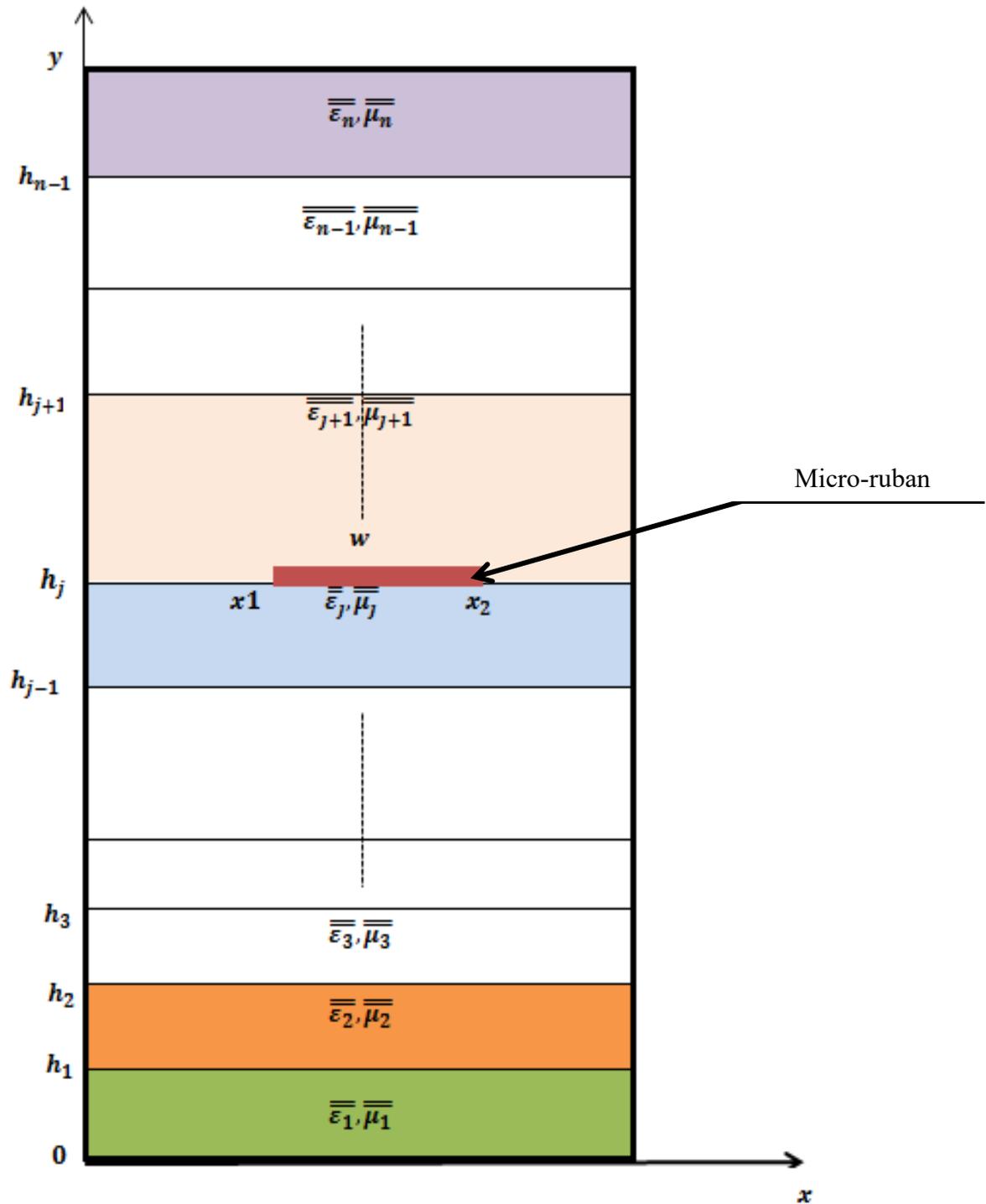


Figure 4.5 : Structure planaire anisotropie multicouche.

4.5.2. Expressions de potentiels, champs et équations de base

Nous supposons une onde quasi-TEM se propageant suivant la ligne micro-ruban de la Figure.

4.6.

Les relations spatio-temporelles des champs électrique et magnétique dans chaque couche (*i*) sont du type :

$$\begin{aligned}\vec{E}_i &= E_{ti}(x, y) \exp(j\omega t - \gamma z) \\ \vec{H}_i &= H_{ti}(x, y) \exp(j\omega t - \gamma z)\end{aligned}\tag{4.25}$$

Sachant qu'en régime quasi-TEM les deux premières équations de Maxwell (3.1) et (3.2) deviennent :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{D} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= 0\end{aligned}\tag{4.26}$$

D'où nous pouvons tirer facilement que :

$$\begin{aligned}\vec{E}_{ti}(x, y) &= -\overrightarrow{\text{grad}}_t(\phi_i(x, y)) = -\vec{\nabla}_t \phi_i(x, y) \\ \vec{H}_{ti}(x, y) &= -\overrightarrow{\text{grad}}_t(\psi_i(x, y)) = -\vec{\nabla}_t \psi_i(x, y)\end{aligned}\tag{4.27}$$

L'indice *t* représente la composante transversale et l'indice *i* représente chacune des différentes couches anisotropies homogènes de la ligne micro-ruban.

Les équations différentielles des potentiels électriques $\phi_i(x, y)$ et magnétiques $\psi_i(x, y)$ à l'extérieur de conducteur microstrip peuvent être déduites des équations de divergence des champs électriques et magnétiques transversaux :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla}_t \cdot [\vec{\bar{\epsilon}}_i \cdot \vec{\nabla}_t \phi_i(x, y)] &= 0 \\ \vec{\nabla}_t \cdot [(\vec{\bar{\mu}}_i)^{-1} \cdot \vec{\nabla}_t \psi_i(x, y)] &= 0\end{aligned}\tag{4.28}$$

4.5.3. Le modèle électrostatique

Dans ce modèle, en supposant que le ruban est infiniment mince et en imposant la condition quasi-TEM de mode de propagation, le potentiel scalaire est la solution de l'équation de Laplace :

$$\vec{\nabla}_t \cdot [\vec{\bar{\epsilon}}_i \cdot \vec{\nabla}_t \phi_i(x, y)] = 0, \quad \vec{\bar{\epsilon}}_i = \begin{bmatrix} \epsilon_{i,11} & \epsilon_{i,12} \\ \epsilon_{i,21} & \epsilon_{i,22} \end{bmatrix}\tag{4.29}$$

L'équation (4.25) devient :

$$\varepsilon_{i,11} \frac{\partial^2 \phi_i(x, y)}{\partial x^2} + \varepsilon_{i,22} \frac{\partial^2 \phi_i(x, y)}{\partial y^2} + (\varepsilon_{i,12} + \varepsilon_{i,21}) \frac{\partial^2 \phi_i(x, y)}{\partial x \partial y} = 0 \quad (4.30)$$

La solution générale de ce problème, dans le domaine spatial dans le cas $\varepsilon_{i,12} = \varepsilon_{i,21}$, est représentée par :

$$\begin{aligned} \phi_i^m(x, y) = & \sum_{m=1}^{m=N} \exp(p_m S_i y) [A_m^{(i)} \sinh(p_m R_i (y - h_{i-1})) + \\ & + B_m^{(i)} \cosh(p_m R_i (y - h_{i-1}))] g(x) \end{aligned} \quad (4.31)$$

Avec : A_m, B_m sont des coefficients inconnus,

$$S_i = \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_{i,11}}{\varepsilon_{i,22}} - \left(\frac{\varepsilon_{i,12}}{\varepsilon_{i,22}} \right)^2 \right)}, R_i = \left(\frac{\varepsilon_{i,12}}{\varepsilon_{i,22}} \right) \quad (4.32)$$

La fonction $g(x)$ dépend de la nature des conditions aux limites latérales ($x = 0$ et $x = a$). Les choix possibles dans les situations courantes différentes sont résumés ci-dessous :

$$g(x) = \begin{cases} \sin(p_m x) & \text{Murs électriques} \\ \cos(p_{m1} x) & \text{Murs magnétiques} \\ \exp(j p_m x) & \text{Conditions périodiques} \end{cases} \quad (4.33)$$

$$\text{Avec : } p_m = \frac{m\pi}{a}, p_{m1} = \frac{(2m-1)\pi}{2a}$$

4.5.3.1. Transformation des couches anisotropes par des couches isotropes

Plusieurs méthodes permettent de transformer le substrat anisotrope en substrat isotrope équivalent. Szentkuti [134] a traité le problème anisotrope en le transformant en un problème isotrope en utilisant la transformation affine. Kusase et Terakado [135] ont proposé de mettre en correspondance des régions anisotropes bidimensionnelles avec des tenseurs de permittivité différents. Bhat et Koul [136] ont résolu le problème de microbande multicouche anisotrope par la méthode variationnelle dans le domaine spatial.

Medina et Horno [137] ont analysé le problème en transformant les milieux anisotropes en milieux isotropes, puis ont utilisé l'approche variationnelle avec une formule de récurrence pour la fonction de Green.

Cette procédure révèle que les substrats anisotropes peuvent être remplacé par des couches "isotropes équivalentes" dont les permittivités et les épaisseurs sont définies par :

$$\varepsilon_{eq(i)} = \sqrt{\varepsilon_{i,11} \varepsilon_{i,22} - (\varepsilon_{i,12})^2} , \quad H_{eq} = H_i \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_{i,11}}{\varepsilon_{i,22}} - \left(\frac{\varepsilon_{i,12}}{\varepsilon_{i,22}}\right)^2\right)} = H_i S_i \quad (4.34)$$

Au cours du processus de transformation, la largeur de la ligne micro-ruban reste inchangée.

Ce problème des couches équivalentes peut alors être résolu à l'aide d'un algorithme approprié pour les couches isotropes (voir chapitre 3) est appliqué pour calculer la capacité de la ligne et la permittivité relative effective correspondante de la structure planaire anisotrope multicouche.

4.5.4. Modèle magnétostatique

La relation de dualité (qui est dérivée de la dualité entre $\bar{\bar{\varepsilon}}_i$ et $(\bar{\bar{\mu}}_i)^{-1}$ dans les équations (4.28) est fondée sur une approximation en mode TEM pour le cas magnétique, la même hypothèse que celle utilisée pour le cas diélectrique. Dans le travail publié dans la référence [138], il a été prouvé que le problème magnétique peut être réduit à un problème électrique équivalent en utilisant simplement la permittivité équivalente donnée par :

$$\bar{\bar{\varepsilon}}_{i_{eq}} = (\bar{\bar{\mu}}_i)^{-1} = \frac{(\bar{\bar{\mu}}_i)^t}{\det(\bar{\bar{\mu}}_i)} \quad (4.35)$$

Où l'exposant t représente la matrice de transposition de $\bar{\bar{\mu}}_i$.

Dans le cadre de l'approximation quasi-TEM, la structure de la Figure (4.6) est entièrement caractérisée par la capacité et d'inductance par unité de longueur de la ligne micro-ruban, néanmoins, comme indiqué ci-dessus, l'évaluation de l'inductance se réduit à la détermination d'une capacité équivalente C_{eq} . En conséquence, l'analyse pour déterminer les paramètres caractéristiques de la ligne est entièrement basée sur le calcul de capacité. Nous nous intéresserons donc à la détermination de capacité complexe par unité de longueur d'une structure telle que celle représentée sur la Figure 4.6, mais sans substrats magnétiques (puisque la partie magnétique du problème est remplacée par un problème électrique équivalent).

Ainsi, en vue de calculer l'inductance et en tenant compte de la forme de (2.30) pouvons conclure que :

$$L = \frac{\mu_0 \varepsilon_0}{C_{eq}} \quad (4.36)$$

Ce modèle permet de calculer les paramètres magnétostatiques comme l'inductance de la ligne micro-ruban multicouche contenant des matériaux magnétiques anisotropes, et encore la perméabilité

magnétique effective à partir du modèle électrostatique précédant en régime quasi-TEM. Pour résoudre ce problème magnétostatique, il suffit de remplacer le tenseur de perméabilité de chaque couche $\bar{\mu}_i$ par le tenseur de permittivité équivalent dans la formule (4.22), donc on a un nouveau problème électrostatique que nous avons déjà discuté et détaillé dans le paragraphe précédent.

4.6. Conception de déphaseurs accordables

Dans cette section, nous nous intéressons à la conception de déphaseurs reconfigurables à base de différents matériaux agiles anisotropes (ferromagnétiques, ferroélectrique et cristaux liquides). Les paramètres électriques tels que les permittivité et perméabilité effectives agiles, nécessaires à la conception de tels dispositifs, sont déterminées par application de la méthode MLSBR.

4.6.1. Déphaseur accordable à base des matériaux ferrites (YIG)

La fabrication de structures micro-ruban directement sur un substrat en ferrite (par exemple, des déphaseurs) implique de nombreuses difficultés concernant la métallisation d'une surface en ferrite. Pour éviter ce problème, la structure micro-ruban est gravée sur un substrat composite diélectrique-ferrite) et la ferrite mise à la masse (Figure 4.7).

Un cas plus simple de sa magnétisation partielle sera considéré ici afin que cette structure puisse être analysée. Ainsi, la ferrite est considérée comme partiellement magnétisée par un champ magnétique continu aligné le long de l'axe de propagation – (oz). Par conséquent, sa perméabilité partielle tensorielle est donnée par les équations (4.9) et (4.10).

Cependant, la perméabilité du substrat reste anisotrope (tensorielle), alors que l'analyse ci-dessus ne rencontre que des substrats magnétiques isotropes. Sandy et Sage [101], en se basant sur une approche par différences finies, ont proposé une perméabilité isotrope équivalente $\mu_{r\text{mag}}$ en ajustant la courbe des données numériques obtenues à partir des milieux gyrotropes réels [139]. Masse et Pucel ont validé expérimentalement leur approximation dans [140]. D'un premier point de vue, une approche de substrat isotrope équivalent peut-être employée pour donner une perméabilité relative scalaire approximative donnée par :

$$\mu_{r\text{mag}} = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu} \frac{1}{1 - \frac{1}{7} \left(\frac{\kappa}{\mu}\right)^2 \ln \left(1 + \frac{\mu}{\mu^2 - \kappa^2}\right) \sqrt{\frac{H_1}{w}}} \quad (4.37)$$

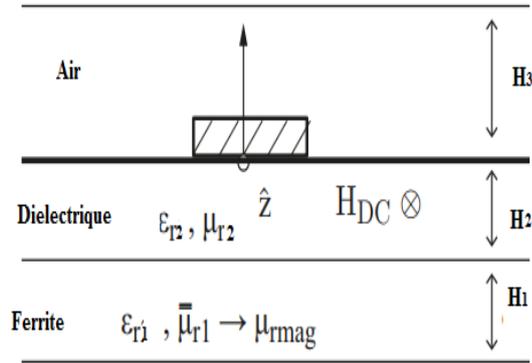


Figure 4.6 : Ligne micro-ruban à trois couches sur un substrat composite diélectrique-ferrite faiblement magnétisé.

μ et κ sont définie dans le tenseur de perméabilité (voir les équations 4.9 et 4.10)

L'impédance caractéristique et la constante de propagation sont exprimées en termes de constantes diélectrique et magnétique effectives, elles sont définies comme :

$$\beta = \frac{2\pi f}{C_0} \cdot \sqrt{\mu_{eff} \cdot \epsilon_{eff}} = k_0 \cdot \sqrt{\mu_{eff} \cdot \epsilon_{eff}} = \frac{2\pi}{\lambda_g} \quad (4.38)$$

$$Z_c = \frac{\sqrt{\mu_{eff} \cdot \epsilon_{eff}}}{C} = \frac{1}{v_p \cdot C} \quad (4.39)$$

Le déphaseur sera alors décrit par son déphasage maximal partiel de magnétisation M, décrit par unité de longueur :

$$\Delta\phi = \phi(M) - \phi(0) = \frac{2\pi f}{C_0} \cdot (\sqrt{(\mu_{eff}(M)\epsilon_{eff})} - \sqrt{(\mu_{eff}(M=0)\epsilon_{eff})})L \quad (4.40)$$

En appliquant le principe de la dualité en mode quasi-TEM, c'est-à-dire le calcul de paramètres magnétostatiques (inductance et perméabilité effective) se fait à partir du modèle électrostatique (plus de détails sont donnés dans la section (4.5)).

4.6.2. Déphaseur accordable à base des matériaux ferroélectriques

La conception de déphaseurs basés sur la technologie des matériaux ferroélectriques a démontré des caractéristiques de performance intéressantes et le moyen d'atteindre l'objectif de toujours réaliser des déphaseurs micro-ondes et des antennes à réseau phasé de haute performance et à faible coût.

L'approche proposée pour développer des dispositifs micro-ondes accordables et des déphaseurs à faible coût et à haute performance est basée sur l'utilisation de matériaux ferroélectriques. Ces matériaux sont caractérisés par un changement de permittivité avec une tension

de polarisation continue appliquée. Ce changement de permittivité peut être utilisé pour modifier la constante de propagation d'une ligne de transmission.

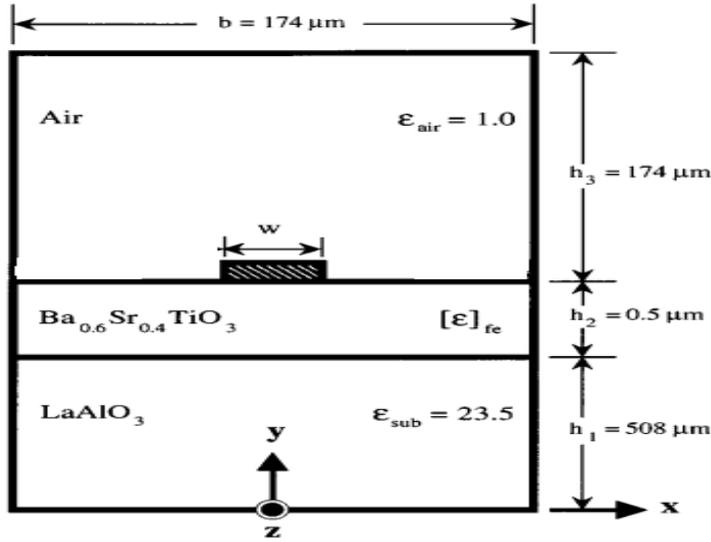


Figure 4.7 : Schéma en coupe de la structure de la ligne de transmission multicouche sur substrat ferroélectrique

La Figure 4.8 illustre la géométrie du déphaseur micro-ruban ferroélectrique à couche mince. La structure utilise du baryum-strontium-titanate BaSr0.4TiO2 et lanthane-aluminate LaAlO3 comme une substrat composite [141]. Le tenseur de matériau ferroélectrique apparaît uniaxial dans le cas non polarisé et est :

$$\bar{\epsilon}_r = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx}(0) & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy}(0) & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz}(0) \end{bmatrix} \quad (4.41)$$

Dans laquelle pour les couches minces considérés de substrat composite, représente une approximation raisonnable $\vec{E}_{bias} \approx E_{x_{bias}} \vec{e}_x$ (s'applique dans la direxion x). Ainsi, l'effet ferroélectrique peut devenir [142] :

$$\bar{\epsilon}_r(E_{bias}) = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx}(E_{bias}) & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy}(0) & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz}(0) \end{bmatrix} \quad (4.42)$$

Pour concevoir des lignes de transmission adaptées avec précision, il faut mesurer avec exactitude la constante diélectrique des films minces ferroélectriques. La plupart des chercheurs [143] et ont conçu une ligne de transmission simple, comme un déphaseur CPW multicouche. Le déphasage du coefficient de transmission S21, $\Delta\phi S21$, est donné par [144], :

$$\Delta\phi_{S_{21}} = \frac{2\pi.f}{C_0} (\sqrt{\varepsilon_{eff}}) L \quad (4.43)$$

Le déphaseur sera alors décrit par son déphasage maximal :

$$\Delta\phi_{max} = \frac{2\pi.f}{C_0} (\sqrt{\varepsilon_{eff\varepsilon_{xx}(0)}} - \sqrt{\varepsilon_{eff\varepsilon_{xx}(E_{bias})}}) L \quad (4.44)$$

Où C_0 est la vitesse de la lumière, f est la fréquence, et L est la longueur de la ligne de transmission, la constante diélectrique effective ε_{eff} est calculée avec l'approche présentée MLSBR.

6.4.2. Déphaseur accordable à matériaux cristaux liquides

Dans la Figure 4.9 nous présentons la structure originale utilisée pour réaliser un déphaseur accordable à cristaux liquides. Il est essentiel d'adapter la conception du circuit aux contraintes des cristaux liquides : fluidité de ces matériaux, conditionnement en cellules minces avec des électrodes conductrices pour assurer l'orientation de la surface et le pilotage du circuit électronique.

Pour cela, la partie active est constituée d'une cavité centrale de $100 \mu m$ de hauteur (3 cm de longueur) où le cristal liquide est inséré dans le capot.

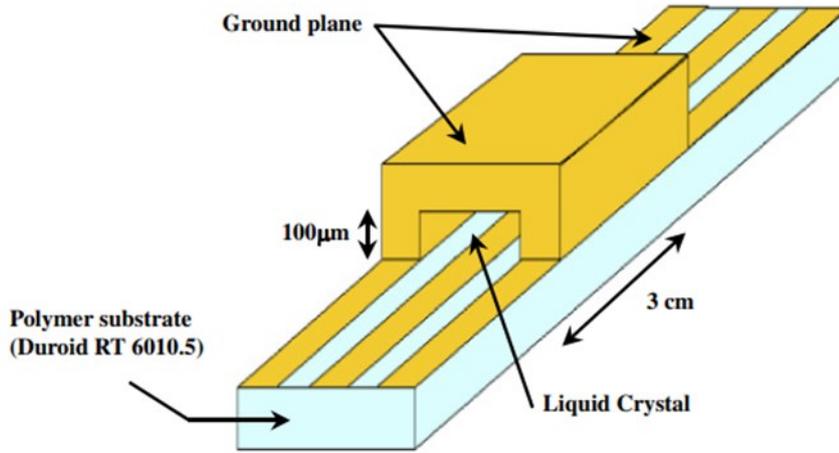


Figure 4.8 : Structure d'un déphaseur accordable à cristaux liquides.

Le déphasage différentiel maximal pouvant être obtenu est donné par l'équation (4.44) [145],

$$\Delta\phi_{S_{21}} = \frac{2\pi.f}{C_0} \left(\sqrt{\varepsilon_{eff_{max.bias}}} - \sqrt{\varepsilon_{eff_{ref.bias}}} \right) L \quad (4.45)$$

$\varepsilon_{eff_{max.bias}}$ et $\varepsilon_{eff_{ref.bias}}$ désignent la constante diélectrique effective de la structure avec LC polarisée par une tension saturée, et une tension de référence (0 V dans cette étude), respectivement.

On peut écrire encore Le déphasage maximum réalisable de la façon suivante :

$$\phi_{S_{21}} = \frac{2\pi \cdot f}{C_0} (\sqrt{\varepsilon_{eff\perp}} - \sqrt{\varepsilon_{eff\parallel}}) L \quad (4.46)$$

$\varepsilon_{eff\perp}$ et $\varepsilon_{eff\parallel}$ sont les permittivités effectives du MS correspondant aux deux cas extrêmes lorsque la tension de commande est maximale et que la direction des molécules LC (Liquid Crystal) est perpendiculaire au plan de masse et au micro-ruban et lorsque la tension de commande est nulle et que les molécules LC sont alignées le long de l'axe x [146].

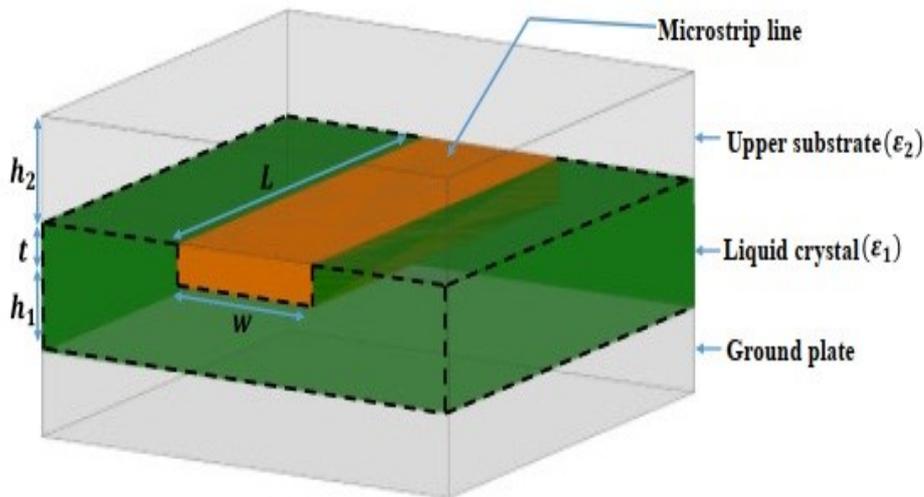


Figure 4.9 : Schéma d'un déphaseur basé sur ligne micro-ruban et substrat à cristaux liquides [147].

Les indices \parallel et \perp se réfèrent à la permittivité lorsque le champ électrique est parallèle ou perpendiculaire. Par exemple, lorsque le directeur \vec{n} des molécules LC est aligné le long de l'axe x, $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{\parallel}$ et $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{\perp}$. Pour l'autre limite, lorsque les molécules LC tournent de 90° et que le directeur est aligné avec l'axe y, $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{\perp}$ et $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{\parallel}$. La partie fonctionnelle du déphaseur accordable à base d'une structure micro-ruban à deux couches est représentée sur la Figure 4.10. Du point de vue de la conception, il est plus naturel de considérer la couche diélectrique supérieure comme un substrat, ce qui classerait alors la structure comme une ligne microbande inversée. Cependant, nous allons choisir une description plus conventionnelle d'une ligne microbande où la couche LC anisotrope est considérée comme un substrat anisotrope, tandis que le diélectrique supérieur (isotrope) est appelé superstrat ou couverture d'une épaisseur h_2 .

4.7. Résultats et discussion

Dans cette section, nous présentons les résultats de l'analyse et la conception des déphaseurs accordables de structures micro-ruban multicouches à base des matériaux agiles, ferroélectriques, ferromagnétiques et cristaux liquides, utilisant le code de programme de l'approche unifiée MLSBR dans le domaine spatial implémenté sous Matlab. Les résultats de simulation de COMSOL y sont également donnés. La Figure 4.8 présente la géométrie du déphaseur à simple micro-ruban reposant sur un substrat ferroélectrique (couche mince anisotrope) qui va être étudié en utilisant-la technique MLSBR et le simulateur COMSOL. Cette structure planaire est à trois couches (l'air et le substrat composite). Le substrat composite est un mélange de matériaux diélectrique-ferroélectrique : Lanthanum-aluminate [LaAlO_3] avec $\epsilon_{r1} = 23.5$ et Barium Strontium Titanate [$\text{Ba}_2\text{xSr}_{1-\text{x}}\text{TiO}_3$], avec $x=0.3$. Les dimensions de la structure sont les suivants : La largeur totale du dispositif : $a = 1.2 \text{ mm}$, l'épaisseur de la couche ferroélectrique est $H_1 = 0.5 \mu\text{m}$, et l'épaisseur de la couche de diélectrique est de $H_2 = 0.5 \mu\text{m}$. Le but d'implémenter l'approche numérique est de calculer le déphasage exprimé par l'expression (4.44). Pour cela, il suffit de trouver les constantes diélectriques effectives avec les cas polarisés et non-polarisé. Dans [142], le cas ferroélectrique non polarisée a été modélisé en utilisant une permittivité scalaire donnée par $\epsilon_{r2}(V_{dc} = 0 \text{ v}) = 440$ et le cas ferroélectrique polarisée a été modélisé en utilisant une permittivité tensorielle donnée par :

$$\bar{\epsilon}_{r2}(V_{dc} = 40 \text{ V}) = \begin{bmatrix} 187.4 & 0 & 0 \\ 0 & 440 & 0 \\ 0 & 0 & 440 \end{bmatrix} \quad (4.47)$$

Les résultats de l'impédance caractéristique Z_c ainsi que les permittivités effectives de la ligne de déphaseur sont présentées dans le Tableau 4.2 pour les deux cas polarisé et non polarisé. Nos résultats obtenus par application de MLSBR sont en bon accord avec ceux du simulateur COMSOL.

Nous représentons, dans les Figure 4.11, les variations de déphasage (degré/cm) du circuit de déphaseur passif reconfigurable en fonction de la fréquence. Les valeurs de déphasage sont calculées avec l'approche MLSBR et le simulateur COMSOL.

Cas polarisé (Baised)				Cas non polarisé (Non baised)			
MLSBR		COMSOL		MLSBR		COMSOL	
$Z_c(\Omega)$	$\sqrt{\epsilon_{eff}}$	$Z_c(\Omega)$	$\sqrt{\epsilon_{eff}}$	$Z_c(\Omega)$	$\sqrt{\epsilon_{eff}}$	$Z_c(\Omega)$	$\sqrt{\epsilon_{eff}}$
68.98	3.46901	64.18	3.38634	66.47	3.60023	61.978	3.50688

Tableau 4.2 : Impédances caractéristique et permittivités effectives calculées du déphaseur contenant du matériau agile ferroélectrique.

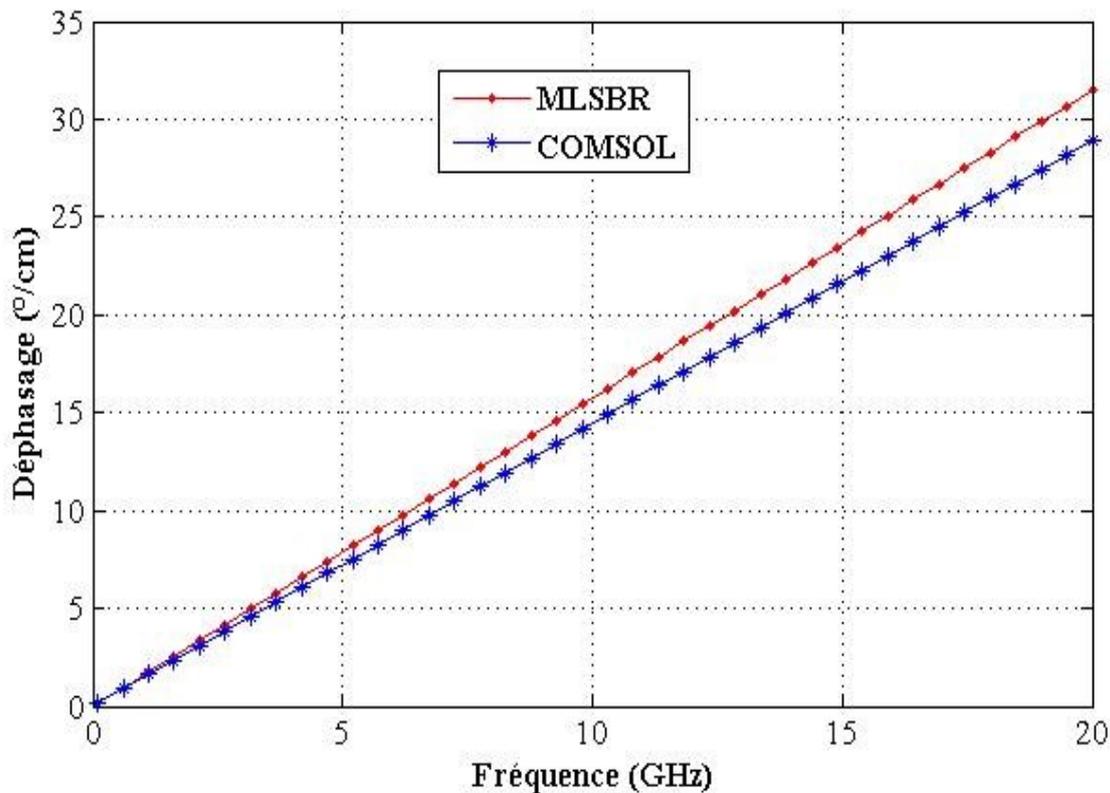


Figure 4.10: Variation de déphasage calculé en fonction de la fréquence.

Dans le deuxième exemple à étudier, concernant la structure montrée dans Figure 4.10 commandée par un champ électrique extérieur, ce dernier contrôle les valeurs de déphasage en fonction de fréquence par le changement de permittivité diélectrique dans les matériaux à cristaux liquides. Nous proposons une approche de calcul s'appliquant à ce type de structure accordable. La géométrie de cette structure est celle proposée par [147]. Les dimensions de la conception optimisée du déphaseur sont : $h_1 = 0,113$ mm, $t = 0,017$ mm, $w = 0,276$ mm, $h_2 = 0,787$ mm, $\epsilon_{r2} = 2,2$.

L'analyse quasi-TEM de la structure proposée donne les paramètres de caractérisation telle que l'impédance caractéristique de la ligne inversée micro-ruban et la constante diélectrique effective dans les régimes de saturation et dans le cas non polarisé. Lorsque $\epsilon_{xx} = \epsilon_{\parallel}$ et $\epsilon_{yy} = \epsilon_{\perp}$, nous obtenons alors $\epsilon_{eff^{\parallel}}$ et si $\epsilon_{xx} = \epsilon_{\perp}$ et $\epsilon_{yy} = \epsilon_{\parallel}$, nous déduisons $\epsilon_{eff^{\perp}}$. Ces paramètres requis pour le calcul de déphasage maximal sont indiqués dans le Tableau 4.3.

La variation de déphasage maximal en (degré/cm) du déphaseur passif reconfigurable à base d'une ligne microbande inversée sur le substrat cristaux liquides est calculée en fonction de la fréquence comme c'est représenté dans la Figure 4.12.

Cas saturé ($V_{bias}=V_{sat}$)				Cas non polarisé ($V_{bias}=0$ V)			
MLSBR		COMSOL		MLSBR		COMSOL	
$Z_c(\Omega)$	$\sqrt{\epsilon_{eff\perp}}$	$Z_c(\Omega)$	$\sqrt{\epsilon_{eff\perp}}$	$Z_c(\Omega)$	$\sqrt{\epsilon_{eff\parallel}}$	$Z_c(\Omega)$	$\sqrt{\epsilon_{eff\parallel}}$
41.86078	1.70038	38.80867	1.71270	45.33747	1.57932	42.08633	1.55320

Tableau 4.3 : Impédances caractéristique et permittivités effectives de déphaseur calculées à base de matériau agile cristaux liquides.

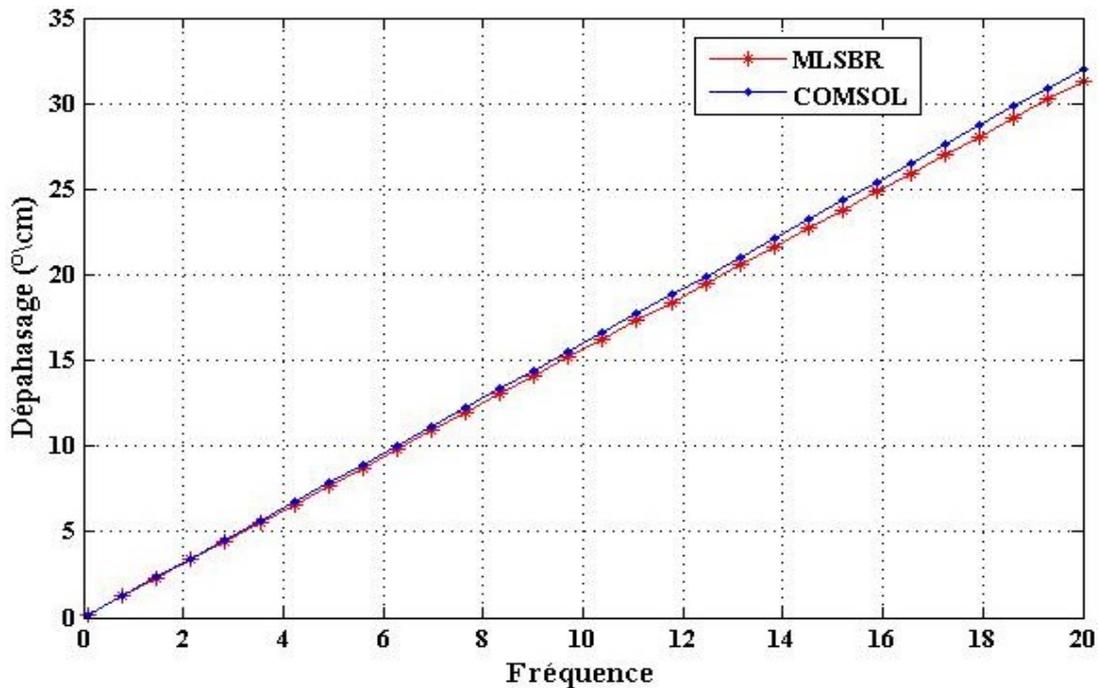


Figure 4.11 : Variation de déphasage calculé en fonction de la fréquence.

Le troisième exemple concernant des structures planaires multicouches contenant des matériaux ferrites accordables sur un substrat composite diélectrique-ferrite est montré dans la Figure 4.7. Dans les structures précédentes, les déphaseurs accordables dépendent uniquement des permittivités diélectriques effectives sous la commande et l'effet de tension de polarisation donc le champ électrique qui permet de varier les valeurs de permittivités diélectriques. Dans le cas des

matériaux ferrites, la permittivité magnétique variera par l'application de champs magnétiques extérieurs et le déphasage maximal peut être déterminé à partir de l'équation (4.40). Afin de pouvoir déterminer les paramètres de caractéristiques quasi-TEM en vue de concevoir ce type de dispositif, nous appliquons les modèles électrostatiques et magnétostatique précédemment étudiés. Pour la validation du modèle magnétostatique proposé, nous comparons les résultats obtenus pour ce dernier basé sur l'approche MLSBR et le principe de dualité entre l'analyse électrostatique et le modèle équivalent de l'analyse magnétostatique de structure plane à trois couche contenant un substrat composite ferrite-diélectrique avec le modèle LSBR [148]. Dans cette comparaison, nous considérons la ligne plane sur le substrat composite ferrite-diélectrique avec différents paramètres physiques et géométriques (Tableau 4.4) :

Largeur du ruban (W)	0.9 mm
Epaisseur du substrat de ferrite (H1)	1.115 mm
Epaisseur du substrat de diélectrique (H2)	0.254 mm
Epaisseur du substrat d'air (H3)	10H2
Magnétisation de saturation ($4.\pi.M_s$)	2300 Gauss
Magnétisation maximale ($4.\pi.M_{max}$)	1740 Gauss
Constante diélectrique du substrat de ferrite (ϵ_{rf})	16.6
Constante diélectrique du diélectrique (ϵ_{rd})	9.9

Tableau 4.4 : Paramètres de la ligne micro-ruban sur le substrat composite diélectrique-ferrite.

L'analyse de de cette structure a permis la détermination de la constante de propagation normalisée (ou constante de phase (β/β_0)) et de l'impédance caractéristique Z_c du mode fondamental quasi-TEM, dans la bande de fréquence [8 – 12] GHz, dans les deux cas : matériau ferrite démagnétisé ($M=0$) et matériau ferrite polarisé par un champ magnétique maximum ($M=M_{max}$).

Les Figures 4.14 et 4.15 décrivent respectivement les variations de la constante de phase normalisée et de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence.

Les deux méthodes (MLSBR et LSBR) ont été utilisées pour la conception des déphaseurs (Figures 4.14 et 4.15)

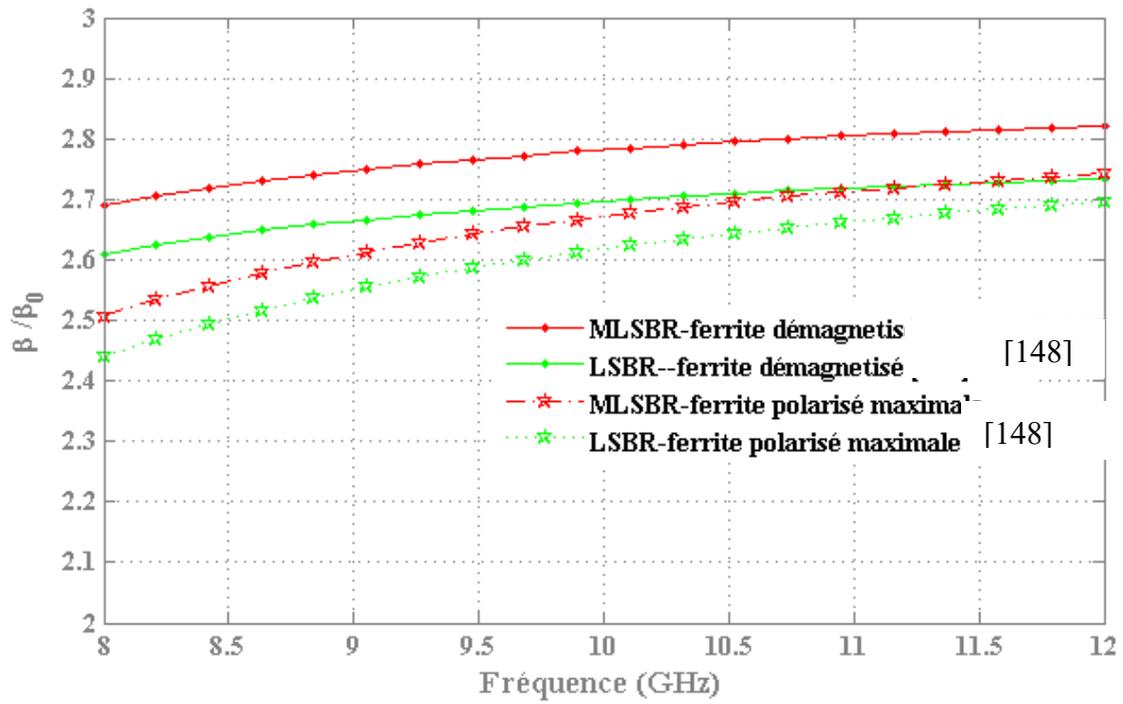


Figure 4.12 : Constante de propagation normalisée en fonction de la fréquence.

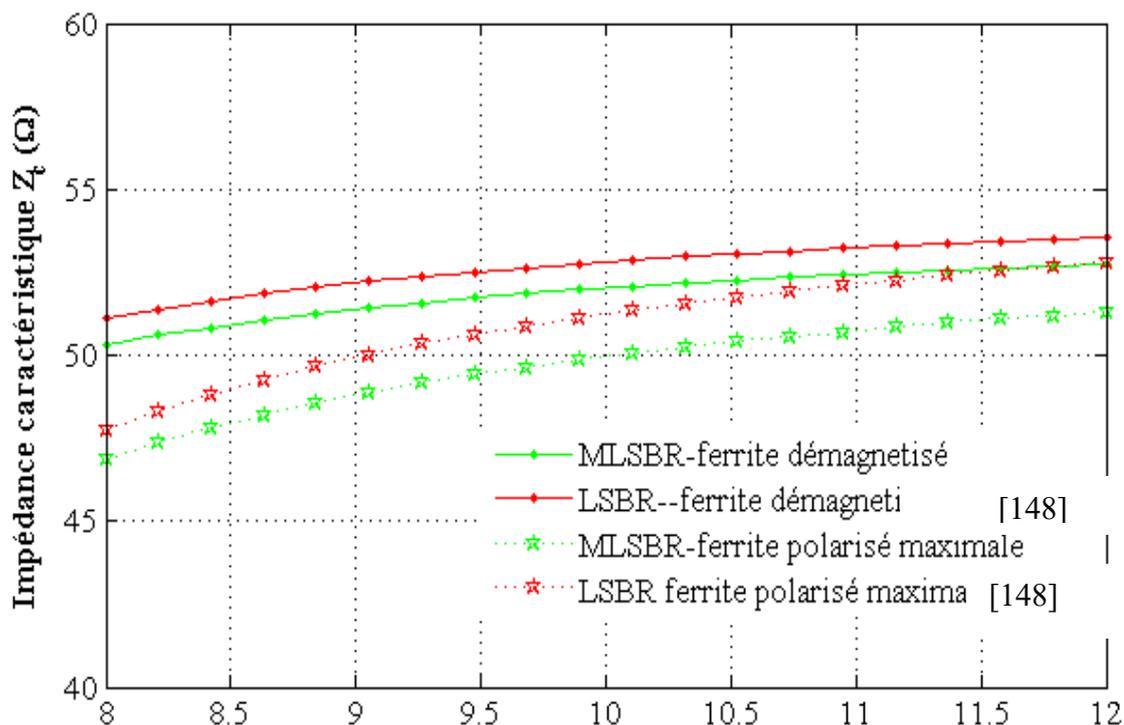


Figure 4.13 : Impédance caractéristique en fonction de la fréquence

Les paramètres électriques et géométriques d'un autre exemple de déphaseur passif accordable (voir Figure 4.7) sont décrits sur le Tableau 4.5 [149]:

Largeur du ruban (W)	1.70 mm
Epaisseur du substrat de ferrite (H1)	1.14 mm
Epaisseur du substrat de diélectrique (H2)	0.254 mm
Epaisseur du substrat d'aire (H3)	10H2
Magnétisation de saturation ($4\pi.M_s$)	2900 Gauss
Constante diélectrique du substrat de ferrite (ϵ_{rf})	16.7
Constante diélectrique du substrat de diélectrique (ϵ_{rd})	2.22

Tableau 4.5 : Paramètres de la ligne micro-ruban sur le substrat composite diélectrique-ferrite.

La méthode MLSBR consiste en un calcul variationnel de la capacité (l'étude électrostatique) et l'inductance accordable (le changement de la perméabilité relative équivalente de ferrite sous la

commande de l'intensité de champ magnétique partiel sur le matériau ferrite) de la ligne micro-ruban dans le domaine spatial appliquant le model magnétostatique. Ces approximations conduisent à un temps de calcul très court (environ 20 secondes sur un ordinateur personnel) et conviennent bien à une conception rapide du dispositif.

L'étude de ce déphaseur avec la technique MSLSBR, a permis le calcul de l'impédance caractéristique Z_c en mode fondamental, le choix de la bande de fréquence se fait au-dessus de la fréquence de magnétisation partielle $\omega_M = \mu_0 \gamma M_s$ ($f_m=8.12$ GHz) où la perméabilité relative équivalente $\mu_{r_{mag}}$ est purement réelle [150].

La Figure 4.16 représente la variation de $\mu_{r_{mag}}$ en fonction de la magnétisation partielle. On remarque que les valeurs de $\mu_{r_{mag}}$ croissent avec l'augmentation de l'aimantation M. Cette variation a permis de créer le déphasage (la différence) entre l'état désaimanté de ferrite et l'état de l'aimantation partielle (équation 4.40).

La Figure 4.17 montre l'impact de l'intensité de l'aimantation partielle M (en fonction de la magnétisation de saturation de matériau ferrite agile) sur l'impédance caractéristique Z_c . Nous constatons que Z_c diminue avec l'augmentation de M.

Les courbes de la Figure 4.18 illustrent le déphasage différentiel en degré/cm calculé entre les états polarisés partiellement aimanté de ferrite (YIG) et désaimanté (M=0) en fonction de l'aimantation M.

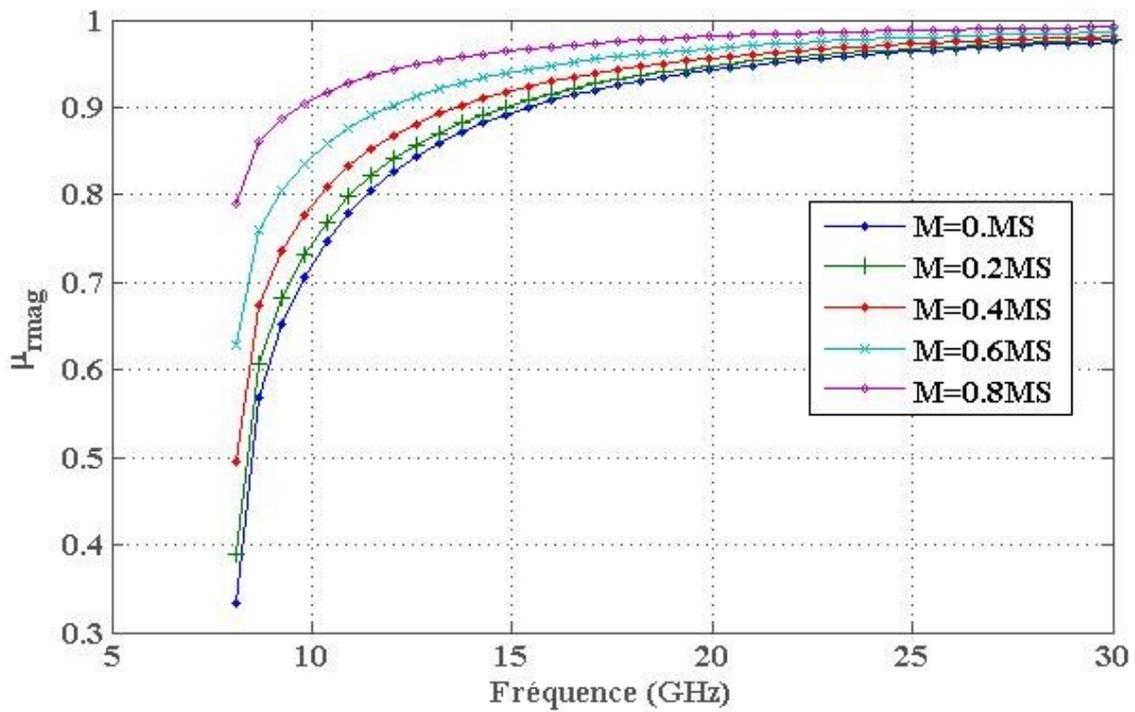


Figure 4.14: Variation de modèle de perméabilité relative en fonction de l'aimantation partielle.

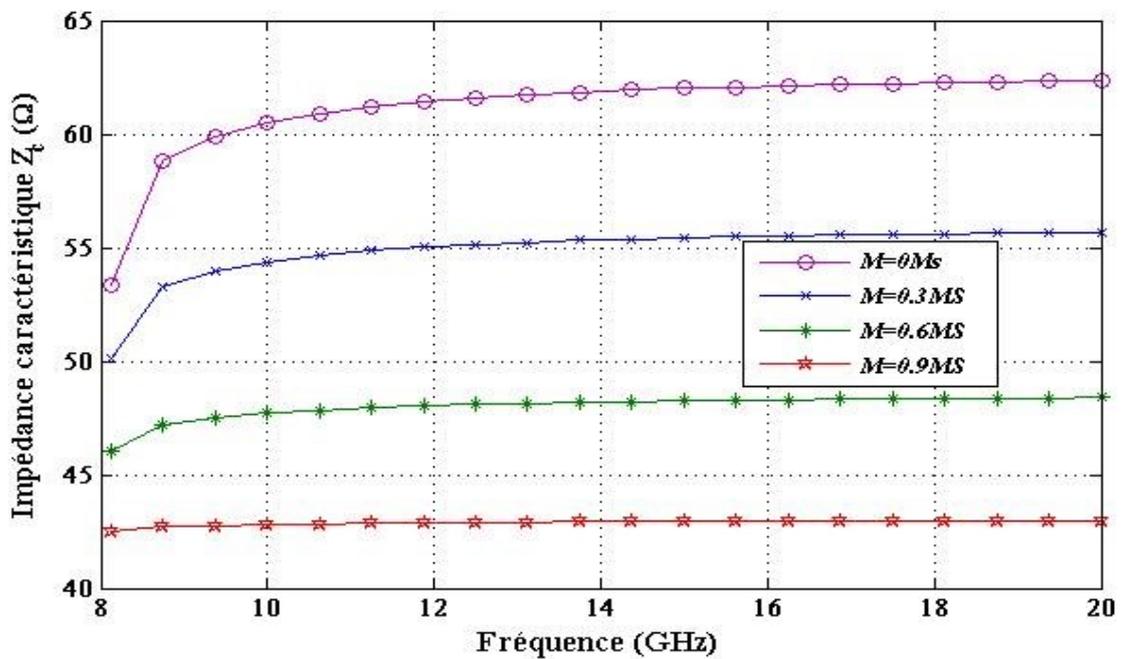


Figure 4.15 : Impédance caractéristique en fonction de la fréquence et de la magnétisation appliquée.

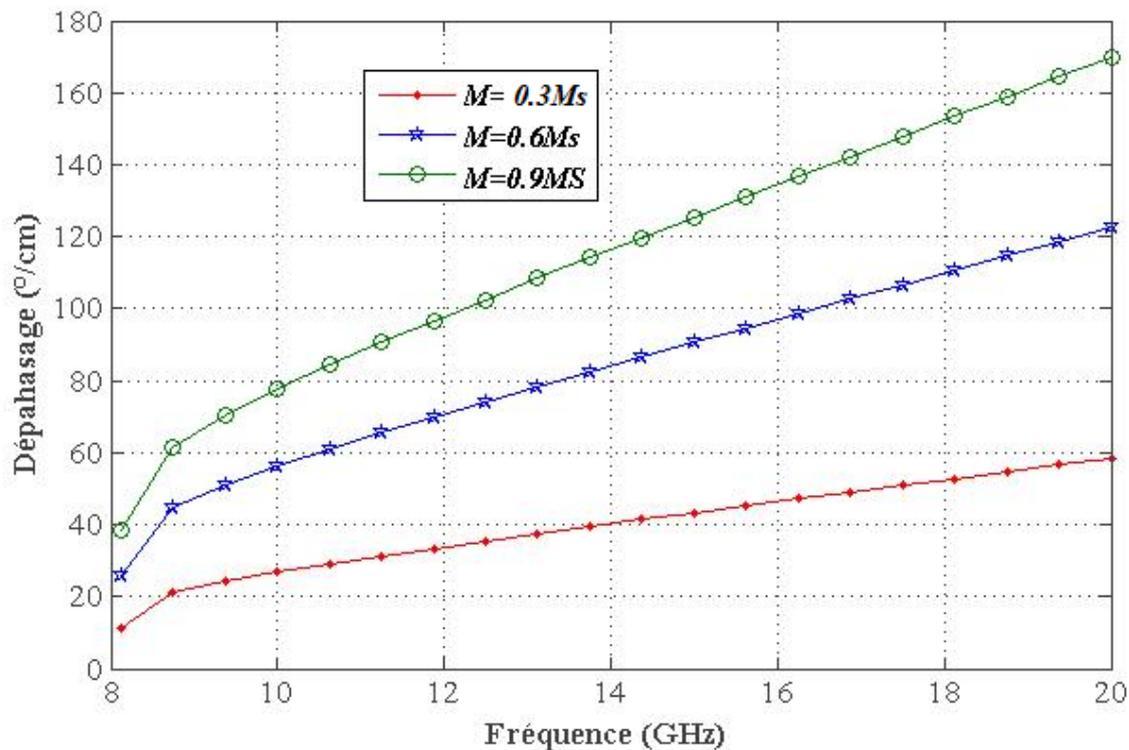


Figure 4.16 : Déphasage calculé en fonction de l’aimantation partielle.

4.8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté développer des modèles électrostatique et magnétostatique afin d’analyser numériquement des structures de lignes micro-rubans planaires intégrées avec l’utilisation de milieux anisotropes stratifiés. Le calcul électrostatique est basé sur le transfert des milieux anisotropes aux milieux isotropes équivalents pour les modèles magnétostatiques ; décrits par la dualité entre le modèle électrostatique et magnétostatique. A revoir ce paragraphe, ces modèles seront utilisés pour l’analyse électromagnétique en mode Quasi-TEM par l’approche MLSBR appliquée aux structures planaires multicouches à substrats composites isotrope et anisotrope où il est question de s’intéresser à la conception de déphaseurs accordables en technologie micro-ruban

Nous avons présenté des exemples de structures planaires constitués à partir de matériaux agiles anisotropes pour évaluer le déphasage des dispositifs passifs micro-ondes en technologie microbande à l’aide de l’approche MLSBR. L’approche proposée en mode quasi-TEM et les modèles validés ne

sont pas coûteux en termes de consommation de temps et de mémoire et donnent de bonnes évaluations des performances des déphaseurs.

Les calculs numériques obtenus sont confrontés aux résultats donnés par le simulateur COMSOL. L'approche peut être directement étendue à d'autres types de lignes de transmission, comme par exemple des structures en technologie coplanaire.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale et perspectives

Ces dernières décades, l'utilisation de la ligne de transmission micro-ruban dans les circuits intégrés micro-ondes a suscité un intérêt considérable.

Diverses méthodes analytiques et numériques ont été utilisées pour calculer l'impédance caractéristique et la constante de propagation de la ligne de transmission micro-ruban.

Cependant, la plupart de ces méthodes se limitent à des structures comportant une seule couche diélectrique isotrope. La nécessité de caractériser une structure multicouche iso\anisotropes générale est renforcée par le développement des circuits intégrés micro-ondes qui utilisent plusieurs couches stratifiées à matériaux iso\anisotropes de permittivités et perméabilités tensorielles différentes. Afin de répondre à cette problématique, nous avons utilisé dans cette thèse, une méthode rigoureuse, basée sur la méthode des moindres carrés modifiée (MLSBR) dont le développement analytique peut être implémentée sous MATLAB et où l'équation de Poisson est numériquement résolue pour déterminer les paramètres de propagation quasi-TEM.

Les résultats numériques, fournis par notre approche, sont comparés à ceux obtenus par d'autres approches et encore avec les simulateurs électromagnétiques comme CST et COMSOL.

Puis, nous avons développé une étude générale sur les structures planaires multicouches à matériaux anisotropes par l'approche exposée dans ce travail. Cette étude permet de déterminer les permittivités et perméabilités effectives de structures multicouches planaires micro-rubans contrôlées par des champs électrique ou magnétique. La caractérisation numérique de ce type de structures s'applique sur la conception de dispositifs passifs tels que les déphaseurs multicouches accordables à base des matériaux agiles anisotropes qui sont exposés dans le dernier chapitre.

Les résultats obtenus grâce à cette approche et aux simulations électromagnétiques permettent de mieux comprendre les propriétés des structures planaires multicouches et d'ouvrir la voie à de nouvelles applications et améliorations dans le domaine de la technologie micro-ruban.

Les perspectives de cette thèse sont prometteuses. Les travaux de recherche pourraient être étendus pour explorer davantage les performances des structures planaires multicouches dans d'autres domaines, tels que les filtres, les antennes et les dispositifs à ondes millimétriques. De plus, les déphaseurs accordables pourraient être optimisés pour une réponse en phase encore plus précise et une bande de fréquences plus large. La thèse offre également la possibilité d'explorer des approches expérimentales et réalisation de circuits de déphaseurs accordables.

Références Bibliographiques

- [1] G. H. Lee, S. Kumar, W. Mohyuddin, H. C. Choi, and K. W. Kim, “Generalized Design Technique of Ultra-Wideband Transitions for Quasi-TEM Planar Transmission Lines Based on Analytical Models,” *IEEE Access*, vol. 9, pp. 52619–52633, 2021, doi: 10.1109/ACCESS.2021.3069870.
- [2] A. Périgaud, S. Bila, S. Verdeyme, D. Baillargeat, and D. Kaminsky, “Synthesis of vertical interdigital filters using multilayered technologies,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 60, no. 4, pp. 965–974, 2012, doi: 10.1109/TMTT.2011.2182204.
- [3] A. V. Andropov, S. V. Kuzmin, and K. O. Korovin, “Design of Compact Shielded Multilayer Directional Coupler,” in *Conference on Electronics, Telecommunications and Information Technologie*, 2022, vol. 268, pp. 577–587. doi: 10.1007/978-3-030-81119-8_63.
- [4] D. Jaisson, “Multilayer Microstrip Directional Coupler with Discrete Coupling,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 48, no. 9, pp. 1591–1595, 2000.
- [5] Y. Wu, Q. Liu, S. W. Leung, Y. Liu, and Q. Xue, “A Novel Planar Impedance-Transforming Tight-Coupling Coupler and Its Applications to Microstrip Baluns,” *IEEE Trans. Components, Packag. Manuf. Technol.*, vol. 4, no. 9, pp. 1480–1488, 2014, doi: 10.1109/TCPMT.2014.2339232
- [6] T. Y. Yang and H. K. Chiou, “A 16–46 GHz mixer using broadband multilayer balun in 0.18- μm CMOS technology,” *IEEE Microw. Wirel. Components Lett.*, vol. 17, no. 7, pp. 534–536, 2007, doi: 10.1109/LMWC.2007.899320.
- [7] Z. Zhang, M. Guan, K. An, and A. Chen, “Broadband miniaturized 180° phase shifter based on symmetric coupling structure,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 64, no. 11, pp. 1895–1899, 2022, doi: 10.1002/mop.33393.
- [8] S. Soodmand, M. A. Beach, and K. A. Morris, “Miniaturized broadband quadrature hybrid coupler with phase shifter,” *Prog. Electromagn. Res. Lett.*, vol. 100, no. October, pp. 151–157, 2021, doi: 10.2528/PIERL21072703.
- [9] D. S. Sai Satyanarayana and K. M. W. Prasad, “Multilayered antenna design for smart city applications,” *IET Conf. Publ.*, vol. 2019, no. CP758, 2019, doi: 10.1049/cp.2019.0229.
- [10] L. Xia, C. F. Wang, L. W. Li, P. S. Kooi, and M. S. Leong, “Fast characterization of microstrip antenna resonance in multilayered media using interpolation/extrapolation methods,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 28, no. 5, pp. 342–346, 2001, doi: 10.1002/1098-2760(20010305)28:5<342::AID-MOP1036>3.0.CO;2-V.
- [11] F. BENMOHAMED, “Contribution au développement d’une méthode numérique pour étudier des structures planaires hyperfréquences.” Thèse de doctorat. Lyon., 2020.
- [12] H. M. Lee and C. M. Tsai, “Improved coupled-microstrip filter design using effective even-mode and odd-mode characteristic impedances,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 53, no. 9, pp. 2812–2818, 2005, doi: 10.1109/TMTT.2005.854177.
- [13] P. Pramanick and P. Bhartia, *Modern RF and microwave filter design.*, Artech House.
- [14] C. P. Wen, “Coplanar waveguide, a surface strip transmission line suitable for nonreciprocal

- gyromagnetic device applications,” *GMTT 1969 - 1969 G-MTT Int. Microw. Symp.*, pp. 110–115, 1969, doi: 10.1109/GMTT.1969.1122668.
- [15] J. K. Xiao, M. Zhu, Y. Li, and J. G. Ma, “Coplanar waveguide bandpass filters with separated electric and magnetic couplings,” *Electron. Lett.*, vol. 52, no. 2, pp. 122–124, 2016, doi: 10.1049/el.2015.3112.
- [16] S. B. Cohn, “Slot Line on a Dielectric Substrate,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 17, no. 10, pp. 768–778, 1969, doi: 10.1109/TMTT.1969.1127058.
- [17] A. D. Abeygunasekera, “Novel Thick Film Multilayer Structures Incorporating Interconnects and Antennas.,” PHD, University of Surrey (United Kingdom)., 2008.
- [18] F. Mernyei, I. Aoki, and H. Matsuura, “Novel MMIC coupler - measured and simulated data,” *IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. Dig.*, vol. 1, no. 1, pp. 229–232, 1994.
- [19] S. Banba and H. Ogawa, “Multilayer MMIC Directional Couplers,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 43, no. 6, pp. 1270–1275, 1995.
- [20] W. Schwab and W. Menzel, “On the Design of Planar Microwave Components using Multilayer Structures,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 40, no. 1, pp. 67–72, 1992, doi: 10.1109/22.108324.
- [21] P. J. Zabinski, B. K. Gilbert, S. Member, P. J. Zucarelli, D. V. Weninger, and T. W. Keller, “Example of a Mixed-Signal Global Positioning System (GPS) Receiver Using MCM-L Packaging,” vol. 18, no. 1, pp. 13–17, 1994.
- [22] Z. Awang, *Microwave systems design*, Springer S. Singapore, 2014.
- [23] C. Buntschuh, “High directivity microstrip couplers using dielectric overlays.,” *IEEE-MTT-S Int. Microw. Symp.*, pp. 125–128, 1975.
- [24] J. S. Izadian, “A new 6-18 GHz, -3 dB multisection hybrid coupler using asymmetric broadside, and edge coupled lines,” 1989, pp. 243–246.
- [25] C. Microstrip and L. Structure, “Low-Distortion and Low-Crosstalk Characteristics of Picosecond Pulses in a Dual-Plane j :,” *IEEE Microw. Guid. wave Lett.*, vol. 3, no. 8, pp. 213–215, 1993.
- [26] A. K. Verma, *Introduction to Modern Planar Transmission Lines*, John Wiley. 2021.
- [27] R. A. Johnson *et al.*, “Advanced Thin-Film Silicon-on-Sapphire Technology : Microwave Circuit Applications,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 45, no. 5, pp. 1047–1054, 1998.
- [28] O. Lemtiri Chlieh, “Development of microfluidic packages on multilayer organic substrate for cooling and tuning RF circuits,” Ph.D. Georgia Institute of Technology, 2015.
- [29] M. Tlili, “Modules intégrés en technologie LTCC pour des applications en bande D (110 GHz – 170 GHz),” *These Dr. l'ecole ntionale Super. Mines-Telecom Atl. Bretagne Payys la loire - IMT Atl.*, 2020.
- [30] M. ÖZGÜN, Özlem et KUZUOĞLU, *MATLAB®-based finite element programming in electromagnetic modeling.*, CRC Press. 2018.
- [31] M. GARG, Ramesh, BAHL, Inder, et BOZZI, *Microstrip lines and slotlines*, Artech house. 2013. [Online]. Available: <http://cds.cern.ch/record/100642>
- [32] C. Nguyen, “Planar Transmission Lines,” *Anal. Methods RF, Microwave, Millimeter-Wave*

- Planar Transm. Line Struct.*, pp. 63–84, 2003, doi: 10.1002/0471200670.ch4.
- [33] T. Becks and I. Wolff, “Full-wave analysis of 3D metalization structures using a spectral domain technique,” *IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. Dig.*, vol. 2, no. 12, pp. 1123–1126, 1992, doi: 10.1109/mwsym.1992.188191.
- [34] D. Bosman *et al.*, “Analysis and Application of a Surface Admittance Operator for Combined Magnetic and Dielectric Contrast in Emerging Interconnect Topologies,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 71, no. 7, pp. 1–13, 2023, doi: 10.1109/TMTT.2023.3244205.
- [35] Y. Chen and B. Beker, “Study of Microstrip Step Discontinuities on Bianisotropic Substrates Using the Method of Lines and Transverse Resonance Technique,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 42, no. 10, pp. 1945–1950, 1994, doi: 10.1109/22.320778.
- [36] R. W. Jackson, “Full-Wave, Finite Element Analysis of Irregular Microstrip Discontinuities,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 37, no. 1, pp. 81–89, 1989, doi: 10.1109/22.20023.
- [37] C. Reig, E. A. Navarro, and V. Such, “Calculation of the characteristic impedance of microstrips using a full-wave 2-D FDTD scheme,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 1, pp. 58–60, 1997, doi: 10.1002/(SICI)1098-2760(199709)16:1<58::AID-MOP18>3.0.CO;2-0.
- [38] Riabi, M. L., Ahmadpanah, M., Benzina, H., Baudrand, H., & FouadHanna, V., “Performance of the LSBRM using efficient weighting functions for planar structures,” *IEE Proceedings-Microwaves, Antennas Propagation*, vol. 142, no. 4, pp. 364-368., 1995.
- [39] K. S. Bhat B, “Unified approach to solve a class of strip and microstrip-like transmission lines,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 30, no. 5, pp. 679–86, 1982.
- [40] B. Bhat and S. K. Koul, *Stripline-like Transmission Lines for Microwave Integrated Circuits*. 1989.
- [41] B. N. DAS, “generalized formulation of electromagnetically coupled striplines,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 32, no. 11, pp. 1427–33..
- [42] H. E. GREEN, “The numerical solution of some important transmission-line problems,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 13, no. 5, pp. 676–692, 1965.
- [43] M. V. Schneider, “Computation of Impedance and Attenuation of TEM-Lines by Finite Difference Methods,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 13, no. 6, pp. 793–800, 1965, doi: 10.1109/TMTT.1965.1126108.
- [44] M. K. Krage and G. I. Haddad, “Characteristics of Coupled Microstrip Transmission Lines-II: Evaluation of Coupled-Line Parameters,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 18, no. 4, pp. 222–228, 1970, doi: 10.1109/TMTT.1970.1127193.
- [45] P. R. Bergandt HG, “Calculation of even-mode and odd-mode capacitance parameters for coupled microstrips,” *Arch. fur Elektron. und ubertragungstechnik*, vol. 26, no. 4, p. 153.
- [46] E. Yamashita and R. Mittra, “Variational Method for the Analysis of Microstrip Lines,” *IEEE Trans. Microw. theory Tech.*, vol. 16, no. 4, pp. 251–256, 1968.
- [47] E. Yamashita, “Variational Method for the Analysis of Microstrip-Like Transmission Lines,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 16, no. 8, pp. 529–535, 1968.
- [48] A. K. Verma and A. Bhupal, “Analysis of multilayer microstrip line slow-wave structure using single-layer reduction (SLR) formalism,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 19, no. 5, pp. 371–375, 1998, doi: 10.1002/(SICI)1098-2760(19981205)19:5<371::AID-MOP18>3.0.CO;2-3.

-
- [49] J. Liu, J. Yang, and A. U. Zaman, "Analytical Solutions to Characteristic Impedance and Losses of Inverted Microstrip Gap Waveguide Based on Variational Method," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 66, no. 12, pp. 7049–7057, 2018, doi: 10.1109/TAP.2018.2869204.
- [50] K. Araki and Y. Naito, "Upper bound calculations on capacitance of microstrip line using variational method and spectral domain approach," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 26, no. 7, pp. 506–509, 1978, doi: 10.1109/TMTT.1978.1129423.
- [51] F. Medina, M. Sc, M. Horno, D. Ph, and I. E. E. E. Mem, "Upper and lower bounds on mode capacitances for a large class of anisotropic multilayered microstrip-like transmission lines," *IEE Proc. H (Microwaves, Antennas Propagation). IET Digit. Libr.*, vol. 132, no. 3, pp. 157–163, 1985.
- [52] R. E. Collin, *Field Theory of Guided Waves, Second Edition*, John Wiley. 1990.
- [53] E. Arvas and L. Sevgi, "A tutorial on the method of moments," *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 54, no. 3, pp. 260–275, 2012, doi: 10.1109/MAP.2012.6294003.
- [54] M. D. Greenberg, *Foundations of applied mathematics.*, Courier Co. 2013.
- [55] "S. Timoshenko, J.N. Goodier - Theory of Elasticity-McGraw Hill Education (1951).pdf."
- [56] R. F. Harrington, "The method of moments in electromagnetics," *J. Electromagn. Waves Appl.*, vol. 1, no. 3, pp. 181–200, 1987, doi: 10.1163/156939387X00018.
- [57] D. S. M. and M. E. P. R.D.Cook, *Concepts and Applications of Finite Element Analysis, 4th Edition*, Wiley. 2001.
- [58] J. B. Davies, "A Least-Squares Boundary Residual Method For the Numerical Solution of Scattering Problems," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 21, no. 2, pp. 99–104, 1973, doi: 10.1109/TMTT.1973.1127931.
- [59] N. F. Yee, H. Y., & Audeh, "Uniform Waveguides with Arbitrary Cross section Considered by the Point Matching Method," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 13, no. 6, pp. 847–851., 1965.
- [60] M. Razaz and J. B. Davies, "Capacitance of the abrupt transition from coaxial-to-circular waveguide," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 27, no. 6, pp. 564–569, 1979, doi: 10.1109/TMTT.1979.1129672.
- [61] B. M. A. Rahman and J. B. Davies, "Analysis of optical waveguides and some discontinuity problems," *IEE proceedings. Part J, Optoelectron.*, vol. 135, no. 5, pp. 339–342, 1988, doi: 10.1049/ip-j.1988.0063.
- [62] H. Baudrand and D. Lilonga, "Amplification by Interdigital Excitation of Space-Charge Waves in Semiconductors," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 32, no. 11, pp. 1434–1441, 1984, doi: 10.1109/TMTT.1984.1132868.
- [63] T. Wongcharoen, B. M. A. Rahman, and K. T. V. Grattan, "Accurate characterization of optical filters with two-dimensional confinement," *J. Light. Technol.*, vol. 14, no. 11, pp. 2596–2603, 1996, doi: 10.1109/50.548160.
- [64] H. Oraizi and T. Pakizeh, "Analysis of E-plane metal strip on a dielectric slab in rectangular waveguides," *Can. Conf. Electr. Comput. Eng.*, vol. 1, pp. 317–322, 2002.
- [65] S. P. Yeo, "Thick eccentric circular iris in circular waveguide," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 46, no. 8, pp. 1177–1180, 1998, doi: 10.1109/22.704964.
-

-
- [66] M. S. Al-shoara, "Modeling and Design of Symmetrical Six-Port Waveguide Junction for Six-Port Reflectometer Application," no. November, 2011.
- [67] L. Henrard, "Characterisation of NT Characterisation of NT," 2013.
- [68] H. Baudrand, M. Boussouis, and J. L. Amalric, "Analysis of Some Planar Structures By the Least-Squares Boundary Residual Method.," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. MTT-34, no. 2, pp. 298–301, 1986, doi: 10.1109/tmtt.1986.1133329.
- [69] L. J. Stankovic and S. Jovicevic, "Modified least squares method with application to diffraction and eigenvalue problems," *IEE Proc. H Microwaves, Antennas Propag.*, vol. 135, no. 5, pp. 339–343, 1988, doi: 10.1049/ip-h-2.1988.0069.
- [70] M. Boussouis, H. Baudrand, and M. . Riabi, "Full-wave Analysis of some planar Junctions," *Microwellen Mil. Electron. Mag.*, vol. 13, no. 6, pp. 1–4, 1987.
- [71] H. Sakli, H. Benzina, T. Aguilii, and J. W. Tao, "A Rigorous Study of Some Planar Structures With Longitudinally Magnetized Ferrite by a Modified LSBR Method," *Int. J. Microw. Opt. Technol.*, vol. 4, no. 6, 2009.
- [72] A. Bououden, M. L. Riabi, and A. A. Saadi, "On the accuracy of LSBRM for analysis of shielded broadside-coupled suspended substrate striplines," in *2017 IEEE MTT-S International Conference on Numerical Electromagnetic and Multiphysics Modeling and Optimization for RF, Microwave, and Terahertz Applications, NEMO 2017, 2017*. doi: 10.1109/NEMO.2017.7964203.
- [73] A. Taflove, S. C. Hagness, and M. Picket-May, "Computational Electromagnetics: The Finite-Difference Time-Domain Method," *Electr. Eng. Handb.*, pp. 629–670, 2005, doi: 10.1016/B978-012170960-0/50046-3.
- [74] M. Clemens and T. Weiland, "Discrete electromagnetism with the finite integration technique," *Prog. Electromagn. Res.*, vol. 32, pp. 65–87, 2001, doi: 10.2528/PIER00080103.
- [75] P. Hazdra, M. Polívka, and V. Sokol, "Microwave antennas and circuits modeling using electromagnetic field simulator," *Radioengineering*, vol. 14, no. 4, pp. 2–10, 2005.
- [76] P. Majumdar and A. K. Verma, "Comparison of characteristics of transmission lines using different em simulators," *Int. Conf. Adv. Comput. Commun. Technol. ACCT*, pp. 516–522, 2014, doi: 10.1109/ACCT.2014.10.
- [77] H. Oraizi, "Application of the method of least to electromagnetic engineering problems," *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 48, no. 1, pp. 50–74, 2006.
- [78] J. F. White, *High Frequency Techniques: An Introduction to RF and Microwave Engineering*. John Wiley & Sons, Inc., 2004. John Wiley & Sons, Inc.
- [79] D. M. Pozar, *Microwave Engineering.*, Fourth Edi. University of Massachusetts at Amherst, John Wiley & Sons, 2012.
- [80] R. Marques and M. Horno, "Propagation of Quasi-Static Modes in Anisotropic Transmission Lines: Application to MIC Lines," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. MTT-33, no. 10, pp. 927–932, 1985, doi: 10.1109/TMTT.1985.1133151.
- [81] R. Sarvari, "Impact of size effects and anomalous skin effect on metallic wires as GSI interconnects," *Ph.D. dissertation, School of Electrical and Computer Engineering, Georgia Tech., Atlanta, GA, USA, 2008*.
-

-
- [82] K. R. Jha and G. Singh, "Analysis of narrow terahertz microstrip transmission-line on multilayered substrate," *J. Comput. Electron.*, vol. 10, no. 1–2, pp. 186–194, 2011, doi: 10.1007/s10825-010-0337-4.
- [83] K. Bin Khalid and A. H. Shaari, "Analysis of multilayered microstrip and its application for designing microstrip moisture sensor," *IEEE Int. Conf. Semicond. Electron. Proceedings, ICSE*, pp. 207–216, 2000, doi: 10.1109/smelec.2000.932465.
- [84] P. Tomar, R. Antar, Y. M., & Bhartia, "Computer-aided-design (CAD) of suspended-substrate microstrips: An overview.," *Int. J. RF Microw. Comput. Eng.*, vol. 15, no. 1, pp. 44–55, 2005.
- [85] K. Yamashita, E., & Atsuki, "Strip line with rectangular outer conductor and three dielectric layers," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 18, no. 5, pp. 238–244, 1970.
- [86] Y. C. Chang, T. N., & Sze, "Flexibility in the choice of Green's function for the boundary element method.," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 42, no. 10, pp. 1973–1977, 1994.
- [87] K. Tounsi, M. L., Halheit, H., Yagoub, M. C. E., "Analysis of shielded planar circuits by a mixed variational-spectral method," in *Proceedings of the 2003 International Symposium on Circuits and Systems*, 2003, pp. I–I.
- [88] D. B. Grys, R. Storch, and T. Musch, "A multisection ultra wideband directional coupler in multilayer broadside coupled stripline technology," *GeMiC 2016 - 2016 Ger. Microw. Conf.*, pp. 39–42, 2016, doi: 10.1109/GEMIC.2016.7461550.
- [89] I. B. Kim, S. K. Kim, W. Mohyuddin, H. C. Choi, and K. W. Kim, "Design of wideband directional couplers using three types of broadside coupled-lines," *ISAP 2016 - Int. Symp. Antennas Propag.*, vol. 3, pp. 932–933, 2017.
- [90] E. S. Moghaddam and A. Ahmadi, "180° Hybrid Using a Novel Planar Balun on Suspended Substrate for Beam Forming Network Applications," *Int. J. RF Microw. Comput. Eng.*, vol. 30, no. 9, pp. 1–18, 2020, doi: 10.1002/mmce.22280.
- [91] K. F. S. Huang and C. K. C. Tzuang, "Characteristics and design of broadside-coupled transmission line at a higher order leaky mode," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 51, no. 2 I, pp. 440–447, 2003, doi: 10.1109/TMTT.2002.807839.
- [92] S. Lin, H. Cui, L. Wu, W. Wang, and X. Sun, "Design of broadside-coupled parallel line millimetre-wave filters by standard 0.18- μm complimentary metal oxide semiconductor technology," *IET Microwaves, Antennas Propag.*, vol. 6, no. 1, pp. 72–78, 2012, doi: 10.1049/iet-map.2011.0024.
- [93] A. M. Abbosh, "Ultra-Wideband Phase Shifters," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 55, no. 9, pp. 1935–1941, 2007.
- [94] T. A. Winslow, "A novel broadside coupler model for MMIC impedance transformer design," *Eur. Microw. Week 2011 "Wave to Futur. EuMW 2011, Conf. Proc. - 41st Eur. Microw. Conf. EuMC 2011*, no. October, pp. 309–312, 2011.
- [95] R. Hoffmann, *Microwave Integrated Circuit Handbook*, Artech House. Boston, 1987.
- [96] V. K. Tripathi and Y. K. Chin, "Analysis of the General Nonsymmetrical Directional Coupler With Arbitrary Terminations.," *IEE Proc. H Microwaves Opt. Antennas*, vol. 129, no. 6, pp. 360–362, 1982, doi: 10.1049/ip-h-1.1982.0072.
- [97] K. Yasumoto, "Coupled-mode formulation of multilayered and multiconductor transmission lines," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 44, no. 4, pp. 585–590, 1996, doi:
-

- 10.1109/22.491025.
- [98] A. Bououden, M. L. Riabi, A. A. Saadi, and M. C. E. Yagoub, “Quasi-TEM analysis of symmetrical shielded broadside-coupled microstrip lines,” *Prog. Electromagn. Res. M*, vol. 100, pp. 213–223, 2021, doi: 10.2528/PIERM20112707.
- [99] R. Kumar, “Design model for broadside-coupled suspended substrate stripline for microwave and millimeter-wave applications,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 42, no. 4, pp. 328–331, 2004.
- [100] K. Staszek, K. Wincza, and S. Gruszczynski, “Rigorous Approach for Design of Differential Coupled-Line Directional Couplers Applicable in Integrated Circuits and Substrate-Embedded Networks,” *Sci. Rep.*, vol. 6, no. April, pp. 1–12, 2016, doi: 10.1038/srep25071.
- [101] J. SANDY, F. et SAGE, “Use of Finite Difference Approximations to Partial Differential Equations for Problems Having Boundaries at Infinity,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 19, no. 05, pp. 484–486, 1971.
- [102] H. Mosallaei and K. Sarabandi, “Magneto-dielectrics in electromagnetics: Concept and applications,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 52, no. 6, pp. 1558–1567, 2004, doi: 10.1109/TAP.2004.829413.
- [103] T. G. Mackay and A. Lakhtakia, *Electromagnetic Anisotropy and Bianisotropy*. 2009. doi: 10.1142/7515.
- [104] A. Gaebler, F. Goelden, S. Mueller, and R. Jakoby, “Efficiency considerations of tuneable liquid crystal microwave devices,” *Ger. Microw. Conf. GEMIC 2008*, pp. 271–274, 2008.
- [105] P. Yaghmaee, T. Kaufmann, B. Bates, and C. Fumeaux, “Effect of polyimide layers on the permittivity tuning range of liquid crystals,” *Proc. 6th Eur. Conf. Antennas Propagation, EuCAP 2012*, pp. 3579–3582, 2012, doi: 10.1109/EuCAP.2012.6205944.
- [106] P. G. de Gennes, J. Prost, and R. Pelcovits, “The Physics of Liquid Crystals ,” *Phys. Today*, vol. 48, no. 5, pp. 70–71, 1995, doi: 10.1063/1.2808028.
- [107] G. Perez-Palomino, J. A. Encinar, and M. Barba, “Accurate electromagnetic modeling of liquid crystal cells for reconfigurable reflectarrays,” *Proc. 5th Eur. Conf. Antennas Propagation, EUCAP 2011*, pp. 997–1001, 2011.
- [108] H. Maune *et al.*, “Tunable Microwave Component Technologies for SatCom-Platforms,” *Frequenz*, vol. 71, no. 3–4, pp. 129–142, 2017, doi: 10.1515/freq-2016-0207.
- [109] A. Mahmud, T. S. Kalkur, A. Jamil, and N. Cramer, “A 1-GHz Active Phase Shifter With a Ferroelectric Varactor,” vol. 16, no. 5, pp. 261–263, 2006.
- [110] D. Kuylenstierna, A. Vorobiev, P. Linnér, and S. Gevorgian, “Composite right/left handed transmission line phase shifter using ferroelectric varactors,” *IEEE Microw. Wirel. Components Lett.*, vol. 16, no. 4, pp. 167–169, 2006, doi: 10.1109/LMWC.2006.872145.
- [111] F. De Flaviis, N. G. Alexopoulos, and O. M. Stafsudd, “Planar Microwave Integrated Phase-Shifter Design with High Purity Ferroelectric Material,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 45, no. 6, pp. 963–969, 1997.
- [112] M. Dragoman *et al.*, “2.55 GHz miniaturised phased antenna array based on 7 nm-thick Hf_xZr_{1-x}O₂ ferroelectrics,” *Electronics Letters*, vol. 54, no. 8. pp. 469–470, 2018. doi: 10.1049/el.2018.0111.

-
- [113] W. Kim, M. Iskander, and C. Tanaka, "Low cost phase shifters and integrated phased antenna arrays designs based on the ferroelectric materials technology," *IEEE Antennas Propag. Soc. AP-S Int. Symp.*, vol. 4, pp. 3964–3967, 2004, doi: 10.1109/aps.2004.1330218.
- [114] M. Vroubel, Y. Zhuang, B. Rejaei, and J. N. Burghartz, "Integrated tunable magnetic RF inductor," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 25, no. 12, pp. 787–789, 2004, doi: 10.1109/LED.2004.839208.
- [115] B. ZHUANG, Y., REJAEI, B., "GHz Bandstop Microstrip Filter Using Patterned Ni78Fe22 Ferromagnetic Film," *components Lett.*, vol. 12, no. 12, pp. 473–475, 2002.
- [116] T. Wang, W. Jiang, Y. Peng, and G. Wang, "Integration of ferromagnetic and ferroelectric films for fully electrically tunable RF devices," *IEEE Radio Wirel. Symp. RWS*, no. L, pp. 5–8, 2017, doi: 10.1109/RWS.2017.7885929.
- [117] E. Salahun and O. Acher, "Application of Ferromagnetic Composite in Different Planar," *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 30, no. 4, pp. 272–276, 2001.
- [118] D. L. DIEDHIOU, "Étude de dispositifs hyperfréquences accordables en technologie microfluidique," Thèse de doctorat. Université de Bretagne occidentale-Brest., 2012.
- [119] J. A. Yeh, C. A. Chang, C. C. Cheng, J. Y. Huang, and S. S. H. Hsu, "Microwave characteristics of liquid-crystal tunable capacitors," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 26, no. 7, pp. 451–453, 2005, doi: 10.1109/LED.2005.851118.
- [120] J. F. Bernigaud *et al.*, "Liquid crystal tunable filter based on DBR topology," *Proc. 36th Eur. Microw. Conf. EuMC 2006*, vol. 33, no. September, pp. 368–371, 2006, doi: 10.1109/EUMC.2006.281350.
- [121] T. Kuki, H. Fujikake, and T. Nomoto, "Microwave variable delay line using dual-frequency switching-mode liquid crystal," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 50, no. 11 SPEC, pp. 2604–2609, 2002, doi: 10.1109/TMTT.2002.804510.
- [122] N. Martin, P. Laurent, C. Person, P. Gelin, and F. Huret, "Size reduction of a liquid crystal-based, frequency-adjustable patch antenna," *Conf. Proceedings- Eur. Microw. Conf.*, vol. 2, no. June 2018, pp. 825–828, 2004, doi: 10.1109/EUMC.2004.184159.
- [123] F. Sahbani, N. Tentillier, A. Gharsallah, A. Gharbi, and C. Legrand, "New tunable coplanar microwave phase shifter with nematic crystal liquid," *Proc. - 2008 3rd Int. Des. Test Work. IDT 2008*, pp. 78–81, 2008, doi: 10.1109/IDT.2008.4802470.
- [124] N. Martin, P. Laurent, G. Prigent, P. Gelin, and F. Huret, "Improvement of an inverted microstrip line-based microwave tunable phase-shifter using liquid crystal," *Conf. Proc. - 33rd Eur. Microw. Conf. EuMC 2003*, vol. 3, pp. 1417–1420, 2003, doi: 10.1109/EUMC.2003.177754.
- [125] R. R. Romanofsky, "Ferroelectric/Semiconductor Tunable Microstrip Patch Antenna Developed," *Res. Technol.*, 2000.
- [126] V. Laur, "Contribution à la réalisation de circuits hyperfréquences reconfigurables à partir de couches minces ferroélectriques: des matériaux aux dispositifs," Thèse de doctorat. Université de Bretagne occidentale-Brest., 2007. [Online]. Available: <http://hal.archives-ouvertes.fr/tel-00265851/>
- [127] G. Srinivasan, I. V. Zavislyak, M. Popov, G. Sreenivasulu, and Y. K. Fetisov, "Ferrite-piezoelectric heterostructures for microwave and millimeter devices: Recent advances and
-

- future possibilities,” *Funtai Oyobi Fummatsu Yakin/Journal Japan Soc. Powder Powder Metall.*, vol. 61, no. SUPPL.1, pp. 25–29, 2014, doi: 10.2497/jjspm.61.S25.
- [128] C. H. Kim, “Reconfigurable Microstrip Bandpass Filters, Phase Shifters Using Piezoelectric Transducers, and Beam-scanning Leaky-wave Antennas,” 2012.
- [129] G. D. DUFOUR, “Dispositifs hyperfréquences reconfigurables par des mécanismes micro-mécaniques et micro-fluidiques: conception, réalisation, mesures,” Ecole centrale de Lille, 2017.
- [130] Mohammad Nikhian Sadiq, “Conception et développement de dispositifs hyperfréquences à reconfiguration rapide à partir de matériaux à transition isolant-métal (MIT) : application au dioxyde de vanadium (VO₂),” université de Brest, 2019.
- [131] A. ATTOUI, “Contribution A L’étude Des Déphaseurs Micro Rubans Applications Aux Réseaux D’antennes Imprimées,” Thèse de doctorat., 2018.
- [132] N. Scott Barker and G. M. Rebeiz, “Distributed MEMS true-time delay phase shifters and wide-band switches,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 46, no. 11 PART 2, pp. 1881–1890, 1998, doi: 10.1109/22.734503.
- [133] T. Kitazawa, “Variational Method for Planar Transmission Lines with Anisotropic Magnetic Media,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 37, no. 11, pp. 1749–1754, 1989, doi: 10.1109/22.41040.
- [134] B. T. Szentkuti, “Simple analysis of anisotropic microstrip lines by a transform method,” *Electron. Lett.*, vol. 12, no. 25, pp. 672–673, 1976, doi: 10.1049/el:19760515.
- [135] M. Kobayashi and R. Terakado, “New View on an Anisotropic Medium and Its Application to Transformation from Anisotropic to Isotropic Problems,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 27, no. 9, pp. 769–775, 1979, doi: 10.1109/TMTT.1979.1129726.
- [136] S. K. Koul and B. Bhat, “Generalized Analysis of Microstrip-Like Transmission Lines and Coplanar Strips with Anisotropic Substrates for MIC, Electrooptic Modulator, and SAW Application,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 31, no. 12, pp. 1051–1059, 1983, doi: 10.1109/TMTT.1983.1131660.
- [137] M. Horno, “Calculation of quasi-static characteristics of microstrip on anisotropic substrate using mapping method,” in *IEEE MTT-S International Microwave symposium Digest*, 1980, no. 8, pp. 450–452.
- [138] R. Horno, M., Mesa, F. L., Medina, F., & Marques, “Quasi-TEM analysis of multilayered, multiconductor coplanar structures with dielectric and magnetic anisotropy including substrate losses,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 38, no. 8, 1990.
- [139] G. A. Sahalos, J. N., & Kyriacou, *Tunable Materials with Applications in Antennas and Microwaves*. 2019.
- [140] D. J. Massé and R. A. Pucel, “Microstrip Propagation on Magnetic Substrates-Part II: Experiment,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 20, no. 5, pp. 309–313, 1972, doi: 10.1109/TMTT.1972.1127750.
- [141] W. Kim, M. F. Iskander, and C. M. Krowne, “Modified green’s function and spectral-domain approach for analyzing anisotropic and multilayered coplanar waveguide ferroelectric phase shifters,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 55, no. 2, pp. 402–408, 2007, doi: 10.1109/TMTT.2006.889305.

- [142] C. M. Krowne, M. Daniel, S. W. Kirchoefer, and J. M. Pond, "Anisotropic permittivity and attenuation extraction from propagation constant measurements using an anisotropic full-wave green's function solver for coplanar ferroelectric thin-film devices," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 50, no. 2, pp. 537–548, 2002, doi: 10.1109/22.982233.
- [143] P. K. Petrov, E. F. Carlsson, P. Larsson, M. Friesel, and Z. G. Ivanov, "Improved SrTiO₃ multilayers for microwave application: Growth and properties," *J. Appl. Phys.*, vol. 84, no. 6, pp. 3134–3140, 1998, doi: 10.1063/1.368511.
- [144] H. T. Lue and T. Y. Tseng, "Application of on-wafer TRL calibration on the measurement of microwave properties of Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO₃ thin films," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 48, no. 6, pp. 1640–1647, 2001, doi: 10.1109/58.971716.
- [145] J. Li and D. Chu, "Liquid Crystal-Based Enclosed Coplanar Waveguide Phase Shifter for 54–66 GHz Applications," *Crystals*, vol. 9, no. 12, pp. 1–15, 2019.
- [146] A. Kobayakov and A. R. Zakharian, "Design formulas for liquid crystal phase shifter based on microstrip transmission line," *Int. J. RF Microw. Comput. Eng.*, no. February, pp. 1–12, 2021, doi: 10.1002/mmce.22658.
- [147] L. Cai, H. Xu, J. Li, and D. Chu, "High figure-of-merit compact phase shifters based on liquid crystal material for 1-10GHz applications," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 56, no. 1, 2017, doi: 10.7567/JJAP.56.011701.
- [148] S. Bolioli, H. Benzina, H. Baudrand, and B. Chan, "Centimeter-Wave Microstrip Phase Shifter on a Ferrite-Dielectric Substrate," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 37, no. 4, pp. 698–705, 1989, doi: 10.1109/22.18842.
- [149] P. Le Traon, P. Gelin, M. Cauterman, and F. Regnaudin, "Exact Analysis of Longitudinally Magnetized Composite Microstrip Dielectric Ferrite Structure," in *20th European Microwave Conference IEEE*, 1990, pp. 1377–1382.
- [150] A. Bououden and M. L. Riabi, "Theoretical Quasi-TEM Analysis of Multilayer Planar structure with Partially Magnetized Ferrite : Application to Tunable Passive Phase Shifter," in *Fourth International Conference on Technological Advances in Electrical Engineering (ICTAEE'23)*.

ملخص:

العمل المقترح هو جزء من مشروع يتكون من الدراسة النظرية لانتشار الموجات الكهرومغناطيسية في الأجهزة الخاملة على أساس خطوط شريطية دقيقة مستوية مدمجة في مواد متعددة الطبقات متماثلة/ متباينة الخواص. إن وجود مواد متباينة الخواص والمتحكم في خواصها تسمح لنا هذه الهياكل المستوية في تصميم أجهزة الميكروويف الخاملة مثل مبدلات الطور القابلة للضبط.

تتطلب الدراسة النظرية لمثل هذه الهياكل المستوية مع ركائز متباينة الخواص متعددة الطبقات استخدام برامج المحاكاة الكهرومغناطيسية. تتمتع هذه البرمجيات بسهولة دراسة الهياكل المعقدة للغاية، ولكنها تملك بعض العيوب والسلبيات تتمثل في تكلفة الترخيص، واستهلاك ذاكرة / وقت كبيرين، وأيضاً عدم وجود بداخلها نماذج رياضية للمواد المطورة حديثاً، فإن بعضها غير قادر على التحليل هذا النوع من الهياكل المعقدة. هذا هو السبب الرئيسي في اقتراح طريقة رقمية خاصة لنمذجة هذا النوع من المواد متباينة الخواص.

الهدف من هذه الأطروحة هو اقتراح تقنية رياضية للنمذجة الكهرومغناطيسية شبه TEM باستعمال طريقة المربعات الصغرى المعدلة للعديد من الهياكل المستوية التي تحتوي على مواد متباينة ومتماثلة متعددة الطبقات. يعتمد هذا النهج على الحساب العددي للتعبير المتغير للسعة الخطية في المجال المكاني من أجل حل معادلة بواسون ثنائية الأبعاد وحساب دوال توزيع التوتر أو الجهد، والشحنة الكهربائية الموزعة في خطوط الناقل، و انتشار شبه TEM. تم التحقق من صحة نتائج النمذجة من خلال النتائج العددية التي تم نشرها والبرامج التجارية CST و COMSOL المستعملة للعديد من أمثلة البنيات المتعددة الطبقات المتكونة من خطوط شريطية مزدوجة وفردية المطبوعة بداخلها. تم عرض و تقديم العديد من أمثلة متنوعة للبنيات المستوية لإثبات دقة الحل للطريقة المقترحة و أيضاً، تم التحقق من صحتها عددياً باستخدام ركائز متباينة الخواص قابلة للضبط.

الكلمات المفتاحية: مبدلات الطور القابلة للضبط، الهياكل المستوية متعددة الطبقات، خطوط شريطية دقيقة، طريقة المربعات الصغرى المعدلة، طريقة التباين.

Résumé :

Le travail proposé fait partie d'un projet qui consiste en l'étude théorique de la propagation des ondes électromagnétiques dans des dispositifs passifs basés sur des lignes micro-rubans planaires incorporées dans des matériaux multicouches iso/anisotropes. La présence de matériaux anisotropes agiles dans une telle structure planaire présente l'avantage de concevoir des dispositifs micro-ondes passifs tels que des déphaseurs accordables.

L'étude théorique d'une telle structure planaire avec des substrats multicouches anisotropes nécessite l'utilisation de simulateurs électromagnétiques commerciaux. Ces simulateurs ont l'avantage de permettre l'étude de structures très complexes, mais leurs principaux inconvénients sont le coût de la licence, sont gourmands en mémoire/temps et du fait de l'absence de modèles mathématiques de matériaux récemment développés, alors certains ne sont pas capables d'analyser ce type de structures complexes. C'est la raison principale de la modélisation des matériaux anisotropes tensoriels.

L'objectif de cette thèse est la modélisation électromagnétique quasi-TEM par la méthode des moindres carrés modifiée de différentes structures planaires inhomogènes avec des matériaux multicouches iso/anisotropes. Cette approche est basée sur le calcul numérique de l'expression variationnelle de la capacité linéaire dans le domaine spatial afin de résoudre l'équation de Poisson bidimensionnelle et de calculer les fonctions de potentiels, la charge électrique distribuée dans les lignes microstrip, et les paramètres de propagation quasi-TEM. Les résultats de la modélisation ont été validés avec d'autres résultats numériques publiés dans la littérature et les logiciels commerciaux CST et COMSOL pour le cas de lignes microstrip couplées et simples, imprimées sur des couches stratifiées isotropes. De nombreux exemples de vérification sont présentés pour démontrer l'exactitude de la solution de la méthode proposée ; les résultats ont également été validés numériquement pour des substrats anisotropes accordables.

Mots clés : Déphaseurs accordables, Structures planaires multicouches, Lignes micro-rubans, Méthode des moindres carrés modifiée, Méthode variationnelle.

Abstract:

The proposed work is part of a project which consists in the theoretical study of the propagation of electromagnetic waves in passive devices based on planar microstrip lines embedded in iso/anisotropic multilayer materials. The presence of agile anisotropic materials in such a planar structure has the advantage to design passive microwave devices such as tunable phase shifters.

The theoretical study of such a planar structure with multilayers anisotropic substrates requires the use of commercial electromagnetic simulators. These simulators have the advantage of allowing the study of very complex structures, but their main drawbacks are the cost of the license, are memory/time consuming and due to the absence of recently developed mathematical models of materials, then some are not able to analyze this type of complex structures. This is the main reason for modeling tensor anisotropic materials.

The objective of this thesis is the electromagnetic quasi-TEM modeling by the modified least square method of several inhomogeneous planar structures with multi-layer iso/anisotropic materials. This approach is based on the numerical calculation of variational expression of linear capacitance in the spatial domain in order to solve the two-dimensional Poisson's equation and calculate the potential functions, the electric charge distributed in the microstrip lines, and the quasi-TEM propagation parameters. The modeling results were validated with other numerical results published in the literature and commercial software CST and COMSOL for the case of coupled and single microstrip lines printed on isotropic stratified layers. Numerous verification examples are presented to demonstrate the solution accuracy of the proposed method; also, we have been numerically validated for with tunable anisotropic substrates.

Keywords: Tunable phase shifters, multilayer planar structures, microstrip lines, modified least square boundary residual method (MLSBR), Variational method.