

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

**CARACTÉRISATION DE COUCHES MINCES FERROÉLECTRIQUES ET
APPLICATION AUX CIRCUITS MICRO-ONDES AGILES**

**OUADDARI MOSSAAB
DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL**

**MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE ÉLECTRIQUE)
DECEMBRE 2004**



Library and
Archives Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Published Heritage
Branch

Direction du
Patrimoine de l'édition

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

ISBN: 0-494-01374-5

Our file Notre référence

ISBN: 0-494-01374-5

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Intitulé du mémoire:

**CARACTÉRISATION DE COUCHES MINCES FERROÉLECTRIQUES ET
APPLICATION AUX CIRCUITS MICRO-ONDES AGILES**

Présenté par : OUADDARI Mossaab

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. BOSISIO Renato G., MSc.A., président

M. GHANNOUCHI M. Fadhel, Ph.D., membre

M. WU Ke, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. CHAKER Mohammed, Ph.D., membre et co-directeur de recherche

DÉDICACE

A la mémoire de mon père,
pour ma mère et mes sœurs,
pour Axun,
et pour moi

REMERCIEMENTS

Le travail de recherche présenté dans ce mémoire s'inscrit dans le cadre d'un projet de recherche mené conjointement par le centre de recherche en micro-ondes et électronique spatiale (polyGRAMES) et l'institut national de recherche scientifique (INRS télécommunications), sous la direction de Monsieur le Professeur Ke WU.

C'est avec un réel plaisir que je lui exprime ma reconnaissance et ma profonde gratitude pour m'avoir accueilli dans son équipe ; pour m'avoir fait profiter de ses compétences ; et pour sa grande disponibilité et attention. Je le remercie de la liberté qu'il m'a accordée et de la confiance qu'il m'a témoignée.

Je remercie tout particulièrement le Professeur Mohammed CHAKER, mon codirecteur de recherche, pour avoir assuré la codirection de ce travail de Recherche. Je me dois de mentionner le caractère constructif de ses observations et ses remarques judicieuses sur les études menées.

J'adresse aussi de francs remerciements aux professeurs Renato G. Bosisio et Fadhel M. Ghannouchi d'avoir voulu examiner ce mémoire et participer au jury.

Je remercie, bien évidemment, Monsieur François VIDAL, pour avoir opéré avec succès cette liaison entre les deux équipes de recherches. Je le félicite pour sa remarquable implication.

J'exprime aussi ma reconnaissance amicale à Sébastien DELPRAT pour sa contribution à la réalisation de ce projet.

J'associe aussi à ces remerciements, l'ensemble des collègues, techniciens et secrétaire du laboratoire pour l'ambiance amicale dans laquelle s'est déroulé ce travail.

RÉSUMÉ

Des modèles de CAO ont été développés et employés pour la caractérisation de films minces ferroélectriques aux fréquences micro-ondes, afin de mesurer les propriétés diélectriques d'une série d'échantillons de BST-0.5 développés sur substrats d'alumine. Deux dispositifs sont utilisés pour déterminer la constante diélectrique, la tangente de pertes, l'accordabilité et le facteur K : des guides d'ondes coplanaires (CPW) et des capacités interdigitées (IDC) fabriqués sur des films de BST de différentes épaisseurs. Les constantes de propagation pour les CPW ont été calculées à partir des mesures brutes de paramètres S en utilisant la méthode de calibrage TRL sur la gamme de fréquence de 1 à 15 GHz. Les capacités IDC ont été mesurées à des tensions de polarisation s'étendant de 0 à 35 V. Des modèles basés sur la méthode de la transformation conforme ont été développés pour relier les mesures aux propriétés intrinsèques des films de BST. La constante diélectrique a été évaluée autour de ~550-650 et la tangente de pertes autour de ~0,06 pour toutes les épaisseurs de films étudiées. L'accordabilité a été mesurée à environ 13 % à 35 V et à 1 GHz.

Une fois le BST est caractérisé, son intégration dans la réalisation d'une surface sélective accordable en fréquence (FSS) a été envisagée. La modélisation d'une surface mince et parfaitement conductrice comprenant un arrangement périodique de motifs de géométries rectangulaires ou circulaires a été effectuée. L'utilisation de la méthode de Moment dans la résolution des équations intégrales dérivées a permis de calculer les coefficients de réflexion et de transmission correspondants. Une étude paramétrique en fonction des dimensions et formes des motifs, de la périodicité du réseau, et de l'insertion d'un substrat diélectrique a été abordée. Finalement, une analyse de faisabilité concernant l'étude d'un écran dont la fréquence de résonance est accordable par l'insertion de couches minces de BST a été examinée. Une accordabilité de 7.3 % de la

fréquence de résonance (11 GHz) d'un écran FSS encapsulé entre deux couches de BST a été obtenue. De plus, une dégradation de la bande passante d'environ 15 % a été observée.

ABSTRACT

CAD models are developed and used for the characterization of ferroelectric materials at microwave frequencies, which aim at measuring the dielectric properties of BST-0.5 thin films on alumina substrates. Dielectric constant, loss tangent, voltage tunability and K -factor are determined for this ferroelectric material with a series of BST/Alumina coplanar waveguides (CPW) and interdigital capacitors (IDC) of different BST film thicknesses. Propagation constants are extracted through raw measurements for CPWs using TRL calibration algorithm from 1 to 15 GHz. IDC capacitance is measured at different bias points ranging from 0 to 35 V. Conformal mapping models are deployed to interrelate circuit measurements with the BST film intrinsic properties. Dielectric constants of ~ 550 -650 and loss tangents of ~ 0.06 are typically obtained for the BST films investigated. BST voltage tunability is typically 12 % at 35 V and at 1 GHz.

Once the ferroelectric material has been characterized, a thorough computer design study was undertaken for hard surfaces constructed from frequency selective surfaces (FSSs). The FSSs were modeled as thin and perfectly conducting surfaces with periodically arranged apertures or patches to produce a transmission profile with a bandpass characteristic at a desired frequency. The periodic method of moments was implemented to solve the derived integral equations for the corresponding reflection and transmission coefficients. The effects of aperture shape and dimensions, configuration and periodicity of the aperture array, and presence of a dielectric substrate were examined in-depth. Finally, “proof of concept” investigations were performed in analyzing the ferroelectric loading effect. A resonance frequency tuning of 7.3 % has been achieved for a sandwiched FSS based on BST along with a bandwidth degradation of ~ 15 %.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	VI
ABSTRACT	VIII
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
CHAPITRE 1 MATERIAUX FERROELECTRIQUES EN MICRO-ONDES	5
1.1. Les matériaux ferroélectriques [1, 2, 3]	5
1.1.1. La polarisation spontanée	6
1.1.2. Les domaines ferroélectriques et leurs parois	7
1.1.3. Le cycle d'hystérésis ferroélectrique	8
1.1.4. La Température de Curie.....	9
1.2. La ferroélectricité dans les composés de type perovskite [1, 2, 3]	10
1.2.1. Généralités.....	10
1.2.2. Le titanate de baryum et de strontium ($\text{Ba}_{(1-x)}\text{Sr}_x\text{TiO}_3$).....	11
1.3. Les couches minces.....	12
1.4. Les techniques de dépôt [1, 2].....	14
1.4.1. Les dépôts par CVD (Chemical Vapour Deposition).....	15
1.4.2. Les dépôts par voie Sol-Gel	17
1.4.3. Les dépôts par pulvérisation cathodique magnétron	20
1.4.4. Les dépôts par ablation laser	22
1.5. Les méthodes de caractérisations [15]	23
1.6. Applications micro-ondes des films de BST [20].....	25
1.7. Fabrication et mesures.....	26
1.8. Conclusion	27
CHAPITRE 2 MODÈLE CPW POUR LA CARACTERISATION HORS TENSION. 29	
2.1. Introduction	29
2.2. Détermination de la constante de propagation.....	29

2.3.	Détermination de l'impédance caractéristique.....	35
2.4.	Extraction des paramètres RLGC de la ligne CPW	40
2.5.	Modèle CPW : la cellule de mesure.....	43
2.5.1.	Analyse théorique d'un guide coplanaire	44
2.5.2.	Validation du modèle	50
2.6.	Étude paramétrique en fonction des paramètres physiques de la ligne.....	51
2.6.1.	La distance inter-masse	51
2.6.2.	Le rapport w/d	52
2.6.3.	L'épaisseur de métallisation, t	53
2.7.	Problème inverse : Constante diélectrique et tangente de pertes du BST.....	54
2.7.1.	Expression de ϵ_2 en fonction de ϵ_{eff}	54
2.7.2.	Validation du problème inverse	55
2.8.	Application à la caractérisation du BST hors tension	56
2.8.1.	Mesure de la constante de propagation complexe.....	56
2.8.2.	Constante diélectrique et tangente de pertes du BST	58
2.9.	Conclusion	59
CHAPITRE 3 MODÈLE IDC POUR LA CARACTERISATION SOUS TENSION...		61
3.1.	Introduction.....	61
3.2.	Modèle IDC : la cellule de mesure.....	62
3.2.1.	Analyse théorique d'une capacité interdigitée	62
3.2.2.	Validation du modèle	66
3.3.	Étude paramétrique en fonction des paramètres physiques de la ligne.....	67
3.3.1.	L'épaisseur de métallisation t	67
3.3.2.	L'épaisseur de la couche ferroélectrique h_2	68
3.4.	Problème inverse : Constante diélectrique et tangente de pertes du BST.....	70
3.4.1.	Expression de ϵ_2 en fonction de la capacitance IDC	71
3.4.2.	Validation du problème inverse : application au cas de l'alumine.....	72
3.5.	Application à la caractérisation du BST sous tension.....	73
3.5.1.	Mesure de la capacitance en fonction de la fréquence	75

3.5.2.	Mesure de la capacitance en fonction de la tension	76
3.5.3.	Constante diélectrique et tangente de pertes du BST	77
3.5.4.	Accordabilité et figure de mérite.....	79
3.5.5.	Comparaison entre les modèles CPW et IDC	81
3.6.	Conclusion	82
CHAPITRE 4 APPLICATION AUX ÉCRANS SELECTIFS EN FRÉQUENCE		84
4.1.	Description des FSS	86
4.2.	États des lieux des FSS	89
4.3.	Propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu périodique.....	90
4.4.	Potentiel scalaire modal	91
4.5.	Équation intégrale du champ électrique.....	96
4.5.1.	FSS inductive	96
4.5.2.	FSS capacitive	101
4.6.	Résolution des systèmes d'équations linéaires	102
4.7.	Modélisation des FSS.....	105
4.7.1.	Détermination de l'arête de diffraction	105
4.7.2.	Effet de la forme et des dimensions des ouvertures	107
4.7.3.	Influence du substrat	114
4.7.4.	Étude de cas : influence de la couche de BST	115
4.8.	Conclusion	120
RÉFÉRENCES.....		125

LISTE DES FIGURES

Figure 1-1 Cycle d'hystérésis d'un matériau ferroélectrique-paraélectrique.....	8
Figure 1-2 Structure cristalline d'un ferroélectrique.	10
Figure 1-3 Dispositif de dépôt par CVD.....	16
Figure 1-4 Dispositif de dépôt par spin coating.	18
Figure 1-5 Organigramme présentant les différentes étapes des dépôts par voie SolGel.	19
Figure 1-6 Schéma de principe de la pulvérisation.....	20
Figure 1-7 Dispositif expérimental d'ablation laser.	22
Figure 2-1 Schéma en cascade de la technique de calibrage TRL.	31
Figure 2-2 Simulations de γ avec HP-Momentum. a) $\epsilon_2=700$, b) $\epsilon_2=600$, c) $\epsilon_2=500$, d) $\epsilon_2=600$, $\tan\delta_2=0.075$, e) $\epsilon_2=600$, $\tan\delta_2=0.05$, f) $\epsilon_2=600$, $\tan\delta_2=0.025$	34
Figure 2-3 Circuit équivalent de la sonde de mesure en terme de paramètres localisés...	36
Figure 2-4 Circuit équivalent de la sonde en termes de paramètres distribués.....	37
Figure 2-5 Partie réelle et imaginaire de Z_c en fonction de la fréquence.	39
Figure 2-6 Paramètres RGLC en fonction de la fréquence : a) C et G. b) R et L.....	42
Figure 2-7 Pertes diélectriques et ohmiques en fonction de la fréquence.....	43
Figure 2-8 Ligne CPW fabriqué en BST sur Alumina.....	44
Figure 2-9 Principe de superposition	45
Figure 2-10 Évolution de l'atténuation en fonction de la distance inter-masse $d=w+2s$..	51
Figure 2-11 Évolution de l'atténuation en fonction du rapport w/d	52
Figure 2-12 Constante d'atténuation en fonction de l'épaisseur de métallisation, t	53
Figure 2-13 Simulations Hp-Momentum de ϵ_r et $\tan\delta$ du BST.	56
Figure 2-14 $\text{Re}[\gamma]$ et $\text{Im}[\gamma]$ mesurées en fonction de la fréquence.	57
Figure 2-15 Extraction de ϵ_r et $\tan\delta$ du BST en fonction de la fréquence.....	58
Figure 3-1 Capacité interdigitée (IDC) fabriquée en BST sur alumina Al_2O_3	62
Figure 3-2 Structure IDC à deux couches diélectriques.....	63

Figure 3-3 Capacitance IDC en fonction de : a) la fente, $2s$; b) l'épaisseur de la couche ferroélectrique, h_2	69
Figure 3-4 Mesure IDC sur alumine en fonction de l'épaisseur de métallisation.....	73
Figure 3-5 Coefficient de réflexion S_{11} pour différentes épaisseurs de BST.....	74
Figure 3-6 Caractéristiques IDC en fonction de la fréquence (hors tension).....	75
Figure 3-7 Caractéristiques IDC en fonction de la fréquence (sous tension).	76
Figure 3-8 Extraction de ϵ_r et $\tan\delta$ du BST en fonction de la fréquence (hors tension)... ..	77
Figure 3-9 Extraction de ϵ_r et $\tan\delta$ du BST en fonction de la fréquence (sous tension). .	79
Figure 3-10 Accordabilité d'un film de BST d'épaisseur $0.4 \mu\text{m}$	80
Figure 4-1 Modèle générique de FSS capacitive et inductive.....	87
Figure 4-2 FSS rectangulaire et triangulaire d'ouvertures (ou patches)	88
Figure 4-3 Modèle de substrat pour la FSS.....	94
Figure 4-4 Modèle de ligne de transmission équivalente	97
Figure 4-5 Relation entre la source de courant induit et les champs de diffraction.....	97
Figure 4-6 Motif de type ouverture (a) rectangulaire. (b) circulaire.....	98
Figure 4-7 Motif de type patch (a) rectangulaire (b) circulaire.	101
Figure 4-8 Diagramme de lobe secondaire pour un réseau rectangulaire.....	106
Figure 4-9 FSS à ouvertures carrées dans l'air. $dx = dy = 30 \text{ mm}$	108
Figure 4-10 Profils de réflexion d'une FSS dans l'air à ouvertures carrées.	109
Figure 4-11 FSS à ouvertures circulaires dans l'air. $dx = dy = 30 \text{ mm}$	110
Figure 4-12 Profils de réflexion d'une FSS dans l'air à ouvertures circulaires.	110
Figure 4-13 FSS à ouvertures rectangulaires dans l'air. $dx = dy = 30 \text{ mm}$	112
Figure 4-14 Profils de transmission d'une FSS dans l'air à ouvertures rectangulaires. .	112
Figure 4-15 Profils de transmission d'une FSS dans l'air à ouvertures carrées.....	113
Figure 4-16 Profils de transmission pour FSSs à ouvertures circulaires.	115
Figure 4-17 Configuration d'écrans FSS utilisant le BST	117
Figure 4-18 Structure FSS/BST/Substrat : a) phase. b) coefficient de réflexion.....	118
Figure 4-19 Structure BST/FSS/BST/Substrat : a) phase. b) coefficient de réflexion....	119

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2-1 Comparaison entre notre modèle et la méthode spectrale [44].....	50
Tableau 3-1 Comparaison de la capacitance IDC pour différent nombre de doigts.	67
Tableau 3-2 Comparaison de la capacitance IDC pour deux configurations différentes..	67
Tableau 3-3 Mesure IDC sur alumine en fonction de l'épaisseur de métallisation.	72
Tableau 3-4 Accordabilité en fonction de l'épaisseur des films de BST.....	81
Tableau 3-5 Comparaison entre les résultats du modèle IDC et CPW.....	82
Tableau 4-1 Fréquence de résonance en fonction de $N_p \times N_q$	104
Tableau 4-2 Admittance FSS normalisée en fonction de $N_m \times N_n$	104
Tableau 4-3 Comparaison de la fréquence de résonance entre une FSS à ouvertures carrées et une FSS à ouvertures circulaires.....	111

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

BST	Baryum Strontium Titanium.
CVD	Chemical Vapour Deposition.
CPW	Coplanar Waveguide.
DUT	Device Under Test.
FSS	Frequency Selective Surface.
IDC	Interdigital Capacitor.
MUT	Material Under Test.
MOCVD	MetaloOrganic Chemical Vapour Deposition.
PVD	Physical Vapour Deposition.
TRL	Through Reflect Line.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Face à la demande très forte que connaît le secteur des communications sans fil dernièrement, de plus en plus de services sont accessibles à un grand nombre de personnes. Cela a pour conséquence une adaptation perpétuelle des systèmes de communications à une intégration très forte des composants, et à une montée en fréquence causée, notamment, par l'encombrement croissant des bandes allouées et l'augmentation importante des débits de transmission. Ces évolutions devant intervenir à moindre coût, des critères sévères seront donc imposés à toutes les fonctions classiques : un réseau d'antennes à faisceau étroit utilisant des centaines de déphaseurs et d'éléments rayonnants aura bientôt un coût et une complexité exorbitantes pour les largeurs de bande exigées. Même le concept d'accordabilité chez les composants semi-conducteurs, qui avait apporté la solution au problème, deviendra inexploitable à cause des limitations intrinsèques des semi-conducteurs en extrêmes hautes fréquences.

Aujourd'hui, de nouvelles solutions sont à envisager, et parmi elles, la recherche de nouveaux matériaux est une des plus prometteuses. À la base de toutes les fonctions électroniques, les matériaux offrent un large domaine d'investigations et font naître de nouvelles technologies. Plus particulièrement, les matériaux céramiques permettent de nombreuses applications grâce à leurs propriétés intrinsèques.

Parmi eux, les matériaux ferroélectriques, dont la particularité est d'avoir une forte constante diélectrique qui est aussi variable sous l'effet d'un champ électrique externe, doivent permettre de réaliser des systèmes fortement intégrés et accordables en fréquence sans présenter les inconvénients typiques des composants actifs semi-conducteurs. Les applications s'empilent déjà. On pense aux réseaux d'antennes à balayage de faisceau dont la complexité sera réduite d'un facteur de 10 par rapport à la technologie présente; ou à la nouvelle génération de capacités variables qui pourra avoir

des valeurs de capacitance de quelques dizaines de picofarad et continuer d'admettre des puissances micro-ondes relativement élevées. L'utilisation des matériaux ferroélectriques, à l'état massif, était cependant limitée, jusqu'à ces dernières années, en raison de nombreux inconvénients tels que de fortes pertes, ou la nécessité de polariser le matériau par de fortes tensions par exemple. Le développement récent des techniques de dépôts en couches minces a entraîné un regain d'intérêt pour ces matériaux.

Parmi ces matériaux, le titanate de baryum et de strontium, de formule $\text{Ba}_{1-x}\text{Sr}_x\text{TiO}_3$ (BST), présente de nombreux avantages pour les applications en micro-ondes. Il est l'objet de notre étude, et sera largement étudié dans ce mémoire.

Le développement d'activités nouvelles dans le domaine de l'électronique hyperfréquence entraîne de nombreuses recherches concernant les matériaux. Leur utilisation nécessitant une parfaite connaissance de leurs propriétés, de nouveaux besoins en méthodes de caractérisations sont donc nécessaires pour déterminer les propriétés diélectriques de ces matériaux. Ainsi, si l'on souhaite déterminer leurs permittivités réelles, il est préférable de tester l'échantillon sous la forme que l'on retrouvera en pratique dans le circuit micro-ondes. On parle alors de mesure directe ou *in-situ*. Il apparaît intéressant de mettre en œuvre des techniques permettant de mesurer la permittivité diélectrique sur une large bande de fréquences (caractérisation dite « large bande »), à partir de cellules de mesure inspirées des dispositifs réels, tels que les lignes de transmissions. Étant donnée la géométrie de la structure de propagation, l'échantillon de matériau sera inséré sous forme de couche mince déposée sur le substrat de la ligne. Notre souci constant a été d'étudier le matériau dans un environnement voisin de celui fixé par l'application visée.

Tout d'abord, des généralités sur les matériaux ferroélectriques, les techniques utilisées pour les déposer sous forme de couches minces et leurs applications seront présentées. Nous détaillerons plus particulièrement leurs propriétés diélectriques et nous introduirons ensuite le composé objet de notre étude, le titanate de baryum et de

strontium. Depuis quelques années, ce dernier est utilisé sous forme de films : nous verrons l'intérêt de cette utilisation ainsi que les diverses techniques susceptibles de le déposer en couches minces. Enfin, les applications potentielles des films de BST seront présentées avec un intérêt particulier porté aux dispositifs micro-ondes accordables en fréquence.

Le contexte dans lequel s'inscrit cette étude étant fixé, le chapitre suivant sera consacré au moyen de caractérisation employé pour mesurer la permittivité diélectrique et la tangente de pertes de plusieurs films de BST. Après avoir décrit le dispositif expérimental dont nous déterminerons les paramètres électriques. Le principe général de la méthode de caractérisation en ligne de transmission sera ensuite décrit. Les valeurs de ϵ_r et de $\tan\delta$ obtenues pour différentes épaisseurs de films de BST seront alors exposées. Ils illustreront la faisabilité de l'approche mise en oeuvre.

Dans le troisième chapitre, Nous donnerons un descriptif général du dispositif expérimental et du modèle théorique que nous avons mise au point pour caractériser le BST. Nous choisirons un dispositif analogue à celui que l'on retrouvera dans les applications projetées. Nous mesurerons La permittivité et la tangente de pertes pour différentes épaisseurs de films et dresserons une comparaison avec les résultats obtenus dans le chapitre 2. L'influence du champ électrique sur la permittivité sera ensuite quantifiée par la mesure de l'accordabilité en fonction de la tension appliquée aux bornes du dispositif de mesure.

La dernière partie du mémoire concerne l'intégration des films ferroélectriques, auparavant caractérisés, dans la réalisation d'un dispositif micro-ondes accordable en fréquence. Nous envisagerons plus précisément la réalisation d'un écran sélectif accordable en fréquence par l'insertion de BST en couche mince. Nous aborderons d'abord l'analyse électromagnétique d'une surface sélective en fréquence pour ensuite discuter de l'état de l'art de ses principales fonctions. Puis, nous mettrons particulièrement en évidence l'intérêt d'utiliser un matériau ferroélectrique en couche

mince pour la conception future d'un écran dont la fréquence de résonance serait contrôlable par l'application d'une tension continue appliquée entre ses bornes.

CHAPITRE 1

MATERIAUX FERROELECTRIQUES EN MICRO-ONDES

Les matériaux ferroélectriques ont la particularité de présenter des dépendances très fortes de leurs propriétés électriques, mécaniques et optiques avec un champ électrique. Ils offrent des permittivités diélectriques relatives très élevées (pouvant atteindre quelques milliers).

Nous allons aborder un peu plus en détails certaines notions caractéristiques des matériaux ferroélectriques telles que la polarisation spontanée, les domaines ferroélectriques et les parois de domaine, le cycle d'hystérésis et la température de Curie (T_C).

1.1. Les matériaux ferroélectriques [1, 2, 3]

La ferroélectricité est attribuée aux matériaux ayant une polarisation spontanée qui varie suivant la tension appliquée. Elle a été découverte dans le sel de La Rochelle par J. Valasek (1921). Mais ce n'est qu'à partir des années 40 et la découverte du caractère ferroélectrique dans le BaTiO_3 que les recherches sur ce type de matériau ont réellement commencées. Ensuite, plusieurs autres matériaux ont été découverts avec cette caractéristique et ont été regroupés dans la classe des ferroélectriques, mais le BaTiO_3 reste la référence des ferroélectriques.

Les matériaux ferroélectriques sont des cristaux qui ont la particularité d'avoir une polarisation interne variant en fonction de leur structure avec la tension appliquée et suivant le cycle d'Hystérésis (figure 1.1). Les deux avantages majeurs des matériaux ferroélectriques sont donc d'avoir leur polarisation qui varie en fonction de la tension

appliquée et en général leur grande constante diélectrique. Ils ont aussi pour la plupart d'entre eux une constante piézoélectrique élevée, une résistivité électrique élevée, une bonne résistance à l'humidité ainsi qu'un fort couplage électromécanique.

1.1.1. La polarisation spontanée

La polarisation spontanée peut être définie comme étant la valeur du moment dipolaire par unité de volume. De manière générale, un cristal possédant une polarisation spontanée est composé d'ions positifs et négatifs. Dans un certain intervalle de températures ces ions sont à leur position d'équilibre, c'est à dire celle pour laquelle l'énergie libre du cristal est minimale, et le centre des charges positives ne coïncide pas avec celui des charges négatives.

Chez les ferroélectriques, la polarisation spontanée varie avec deux paramètres : la température; et le champ électrique appliqué au matériau. Leurs propriétés diélectriques dépendent fortement de la structure cristalline. Ainsi, Suivant que l'on polarise le matériau dans le sens de son épaisseur ou celui de sa base, les mouvements des ions n'ont pas la même amplitude.

Néanmoins, dans un matériau, différents phénomènes de polarisation peuvent intervenir par différentes fréquences. Dans le cas du matériau BST, les polarisations électroniques, ioniques et interfaciales sont prédominantes.

Les polarisations apparaissent à différentes fréquences car elles ont pour origines différents phénomènes :

- La Polarisation électronique apparaît quand le centre de masse du noyau et du nuage électronique des atomes ne sont plus les mêmes ($\sim 10^{15}$ Hz)
- La polarisation ionique apparaît quand le centre de masse des ions, Ba^{2+} Ti^{4+} (dans le cas du BaTiO_3) n'est pas le même que celui des ions O^{2-} (Infrarouge - Micro-ondes).

- La polarisation par orientation a lieu lorsque les molécules polaires d'un milieu vont chercher à aligner leur charge sous l'effet du champ électrique. C'est ce phénomène qui décrit le comportement des condensateurs électrochimiques (1KHz - 1MHz)
- La polarisation interfaciale est liée aux mouvements des charges électroniques libres à l'intérieur des grains de BST par exemple. Ces charges s'accumulent autour des défauts présents dans la structure comme les joints de grains. Chaque grain de matériau devient alors un dipôle où les charges s'accumulent sur les parois opposées de celui-ci (quelques Hertz).

Comme la polarisation varie en fonction de la fréquence, alors le phénomène peut être plus ou moins important dépendamment de la fréquence d'opération choisi. Cela signifie que le phénomène de polarisation n'est pas parfait et par conséquent il induit des pertes dans le matériau.

1.1.2. Les domaines ferroélectriques et leurs parois

Un cristal ferroélectrique est composé d'un certain nombre de dipôles électriques possédant un alignement selon une direction dans certaines régions, et selon une direction différente dans la zone voisine. Ces régions sont nommées " domaines ferroélectriques " et l'interface entre deux domaines est appelée " parois de domaines "

Un cristal ferroélectrique possède donc plusieurs domaines de polarisations différentes. Cependant, il peut devenir monodomaine sous l'effet d'un champ $\vec{E}$. En effet, un champ assez fort de direction opposée à celle de la polarisation spontanée d'un domaine peut renverser cette dernière. Un nouveau domaine se forme alors dans l'ancien par nucléation et le remplace progressivement par un phénomène d'accroissement. Cette évolution de la polarisation spontanée en fonction du champ $\vec{E}$ est décrite par le cycle d'hystérésis du matériau ferroélectrique.

1.1.3. Le cycle d'hystérésis ferroélectrique

Ce cycle représente la variation de la polarisation $\vec{P}$ en fonction du champ $\vec{E}$. Il peut être observé au moyen d'un montage composé d'un générateur de tension alternative, d'électrodes et d'un oscilloscope. Le schéma général d'une boucle d'hystérésis est représenté sur la figure 1.1.

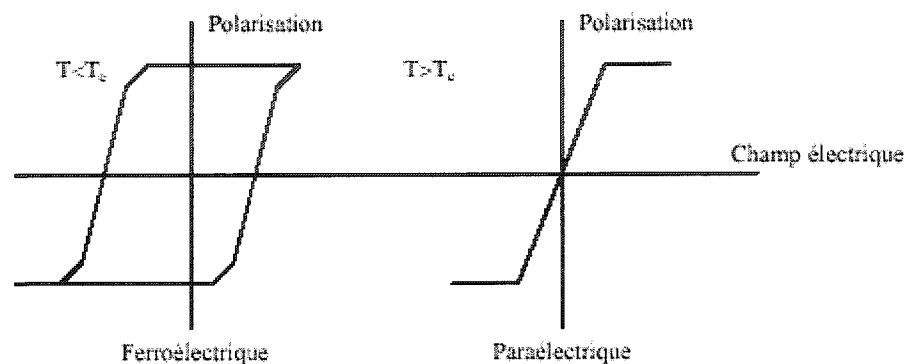


Figure 1-1 Cycle d'hystérésis d'un matériau ferroélectrique-paraélectrique

L'application d'un faible champ entraîne une relation quasi-linéaire des deux variables $\vec{E}$ et $\vec{P}$ comme nous pouvons le constater sur la figure. Cela peut s'expliquer par le fait qu'un faible champ ne permet pas de réorienter tous les domaines ferroélectriques du cristal. Bien entendu, plus le champ augmente, plus le nombre de domaines orientés dans la même direction que le champ augmente, et plus la polarisation croît jusqu'à ce que tous les domaines soient alignés avec le champ: c'est le stade de saturation pour lequel le cristal est monodomaine. Lorsque le champ décroît, la polarisation diminue mais ne retourne pas à zéro et même lorsque le champ s'annule, le cristal conserve une polarisation appelée polarisation rémanente. La polarisation va s'annuler lorsque le champ $\vec{E}$, appliqué dans la direction opposée, atteint une certaine valeur nommée "champ coercitif". Comme précédemment, une augmentation du champ dans le sens opposé va entraîner un nouvel alignement des domaines et le cycle d'hystérésis est bouclé en renversant le champ $\vec{E}$ une fois de plus.

1.1.4. La Température de Curie

La dernière caractéristique des matériaux ferroélectriques évoquée ici va permettre de mieux comprendre l'étroite relation liant ces matériaux à la température. La ferroélectricité est définie sur un certain intervalle de températures dont la borne supérieure est appelée " température de Curie " (T_C). Au dessus de cette température le cristal est dit paraélectrique, en dessous, il est ferroélectrique.

On s'appuie sur l'expression de la permittivité relative donnée par la loi de Curie Weiss qui est :

$$\epsilon_r = \frac{C}{(T - T_c)} \quad (1.1)$$

Où C est la constante de Curie ($\sim 10^5$ pour BaTiO_3 , et BaSrTiO_3), T_c la température de Curie ou de transition et T la température absolue.

Le caractère ferroélectrique d'un cristal se traduit au niveau microstructural par une légère distorsion de la structure paraélectrique (aux hautes températures) non polaire de manière à obtenir une phase polaire de plus basse symétrie aux basses températures [3]. La transition de phase s'accompagne donc de changements dans les distances interatomiques et/ou dans les angles entre plans cristallins. Une des conséquences de cette transition de phase est que, aux alentours de la température de Curie, les caractéristiques des cristaux ferroélectriques montrent des anomalies comme par exemple une valeur de permittivité diélectrique relative anormalement très élevée. Malheureusement, l'augmentation de la constante diélectrique s'accompagne de celle des pertes.

1.2. La ferroélectricité dans les composés de type perovskite [1, 2, 3]

1.2.1. Généralités

Comme nous l'avons vu précédemment, les matériaux ferroélectriques possèdent des caractéristiques diverses. Certaines d'entre elles nous intéressent particulièrement : ce sont les propriétés diélectriques. A ce titre, les composés ferroélectriques du type pérovskite, de formule chimique ABO_3 , offrent des avantages intéressants pour l'application visée comme de fortes valeurs de permittivités diélectriques par exemple.

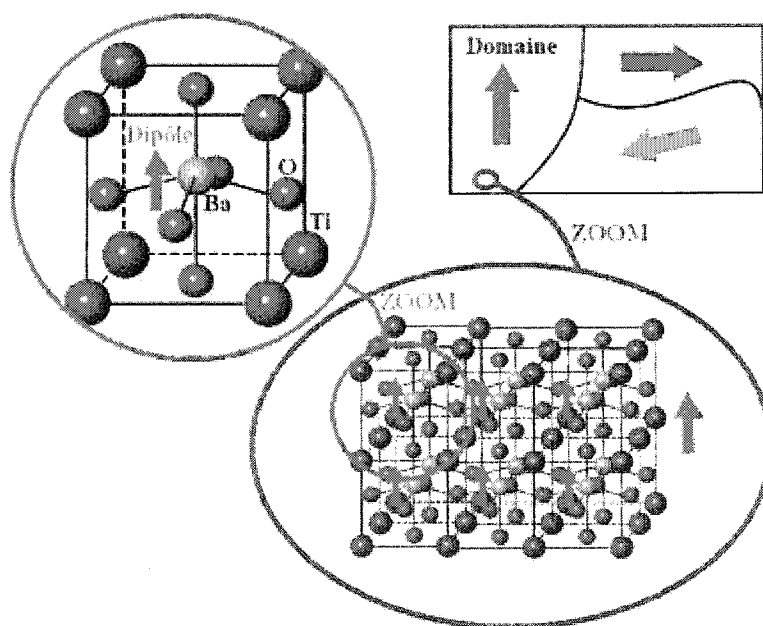


Figure 1-2 Structure cristalline d'un ferroélectrique.

Dans la phase non polaire, la pérovskite est cubique et peut se représenter de différentes manières selon le cation que l'on choisit comme origine. Les autres phases appartiennent à des systèmes de symétrie plus basse correspondant à des distorsions variées de la structure "pérovskite cubique", entraînant une très faible variation des paramètres cristallins de la phase cubique. Ces déformations conduisent à deux types de structure pérovskite distordue suivant qu'ils conduisent à la même déformation partout ce qui préserve la périodicité du réseau, ou à des distorsions de directions différentes.

1.2.2. Le titanate de baryum et de strontium ($\text{Ba}_{(1-x)}\text{Sr}_x\text{TiO}_3$)

C'est l'une des solutions solides les plus étudiées en massif, d'une part, pour des applications capacitives [4], mais aussi sous forme de couches minces pour intégrer des capacités dans les " Dynamic Random Access Memories " (DRAM), ou encore en tant que diélectrique non linéaire dans des dispositifs micro-ondes [5], [6].

Le BST est une solution solide. Sa structure est cubique et le centre du cube est soit représenté par un atome de baryum soit par un atome de strontium. En fonction du taux de strontium (représenté par la variable " x " de la formule brute du BST) dans la solution solide, la température de Curie du BST varie. Plus la quantité de Sr augmente, plus la température de Curie diminue. L'intervalle de température est borné par la température de Curie de BaTiO_3 (400 K) et celle de SrTiO_3 (110 K).

La possibilité de contrôler facilement cette température de Curie en fixant le taux de Sr (x) permet d'optimiser les propriétés diélectriques ou optiques en fonction de l'application visée [7]. En effet, la température de Curie marquant la transition de phase ferroélectrique/paraélectrique, les propriétés du matériau se verront modifiées par l'ajout de strontium et donc par la variation du paramètre de maille du BST.

Outre l'importante constante diélectrique autour de sa température de transition, celle-ci varie en fonction de la tension appliquée. Pour les applications nécessitant un maximum de variation de cette constante en fonction de la tension, il est préférable d'utiliser une composition de BSTO telle que la température de transition soit au plus proche de la température de fonctionnement souhaitée .

Depuis quelques années, les matériaux ferroélectriques en général, et le BST plus particulièrement, ont connu un regain d'intérêt grâce, notamment, au développement des couches minces qui a permis d'utiliser certaines de leurs propriétés pour des applications récentes telles que les dispositifs micro-ondes accordables en fréquence par exemple.

Nous allons donc poursuivre ce chapitre par la présentation des couches minces : leurs avantages et les techniques de dépôt utilisées pour réaliser des films de BST.

Pour la réalisation de dispositifs variables contrôlés en tension, il est nécessaire de se libérer des problèmes d'instabilité diélectrique à la température de transition ou de polarisation rémanente dans le domaine ferroélectrique. Il est donc préférable de travailler dans la gamme de températures comprises entre 5 et 15 °C au-dessus de la température de Curie.

1.3. Les couches minces

Plusieurs raisons peuvent être avancées pour décrire l'importance grandissante des couches minces et notamment celles de matériaux ferroélectriques.

La première raison, plutôt générale, est la tendance actuelle à la miniaturisation des composants électroniques qui a conduit au développement de circuits basés sur des films représentant seulement une fraction de volume de ceux comportant des céramiques massives ou des matériaux monocristallins.

Ensuite, les films sont beaucoup moins onéreux que les monocristaux et de plus, ils peuvent représenter des motifs différents et être déposés sur des substrats de géométries diverses.

Enfin, les nouvelles technologies, employées pour les systèmes de communication sans fil notamment, nécessitent des matériaux " intelligents " qui possèdent intrinsèquement la ou les propriétés recherchées. Dans ce cas précis, l'emploi de matériaux ferroélectriques semble parfaitement adapté. Cependant, leur intégration à l'état massif est impossible d'une part à cause des tensions de polarisation énormes (1000 V environ) nécessaires à la création d'un champ suffisant pour faire varier la permittivité relative du matériau; d'autre part, à cause des pertes importantes générées par ces matériaux massifs empêchant d'avoir un facteur de qualité suffisamment grand pour travailler aux

fréquences micro-ondes. L'utilisation de films, de BST par exemple, de quelques centaines de nanomètres d'épaisseur, permet de réduire significativement la tension de polarisation puisque 10 V sont dans ce cas suffisants pour engendrer un champ électrique du même ordre de grandeur que dans le cas du massif.

Il semble cependant clair que les propriétés diélectriques obtenues sur les films de BST soient différentes de celles connues pour le même matériau sous sa forme massive [6]. En effet, plusieurs études montrent que la permittivité diélectrique relative des films est plus faible que celle du matériau massif [8]. Les études des pertes diélectriques, quant à elles, font état de résultats assez variés. La majorité montre que les pertes diélectriques dans les films minces de BST sont légèrement supérieures à celles du BST massif [9], [10]. Cependant, leur évolution en fonction de la fréquence et de la température n'est pas encore bien déterminée et les résultats publiés sont assez contradictoires [10], [11]. Aux hautes fréquences, la multiplication des circuits utilisant une technologie à base de couches minces tend cependant à démontrer la possibilité de s'affranchir de ce problème dans le cas du BST.

L'objectif fixé par l'équipe de l'INRS était d'obtenir des films minces de BST possédant les caractéristiques suivantes :

- Une comparaison identique à celle de la cible; le BST étant une céramique oxyde, l'ablation de la cible dans des proportions stœchiométriques n'est pas triviale, et nécessite une attention particulière.
- Une forte orientation sur substrat d'alumine; en effet, il est généralement admis que les dépôts fortement orientés permettent l'obtention de meilleures performances de la part des circuits dans lesquels ils sont intégrés, que les films polycristallins [12]. Les couches orientées permettent l'obtention d'une polarisation unidirectionnelle, améliorant ainsi ses propriétés diélectriques (permittivité, ϵ_r , et tangente de pertes, $\tan\delta$) [13]. Les grains désorientés favorisent la fatigue et le vieillissement du film, ainsi que de fortes valeurs de courant de fuite.

Le choix du substrat paraît donc crucial. Les substrats les plus couramment utilisés pour déposer des films de BST sont :

- L'oxyde de magnésium : MgO
- L'alumine : LaAlO_3
- Des structures multicouches réalisées sur Si.

Le choix du substrat est gouverné par plusieurs critères. Dans un premier temps, il dépend de l'orientation cristalline recherchée pour le dépôt. En effet, le substrat est un des paramètres les plus influents sur l'orientation de la couche. Afin de favoriser une texture ou une épitaxie entre le film et le substrat, il est préférable d'utiliser des substrats monocristallins offrant une rugosité de surface minimale. De plus, le plan cristallin parallèle à la surface du substrat doit présenter des similitudes avec ceux du film, et les dimensions interatomiques des deux matériaux doivent correspondre. A ce sujet, on peut noter également l'importance des coefficients de dilatation de la couche et du substrat qui doivent être assez proches à la température de dépôt. En effet, une trop grande différence entre eux entraînerait des contraintes au sein de la couche qui pourraient avoir des conséquences néfastes telles que l'apparition de fissures ou un élargissement (ou une contraction) de la maille cristalline du matériau déposé. Cela entraîne en général des modifications des propriétés physiques du film considéré [14]. D'autre part, le substrat choisi doit présenter des propriétés physiques en accord avec l'application visée. Dans notre cas, les propriétés requises sont : une permittivité diélectrique élevée pour que le champ reste concentré au maximum dans la couche de BST, ainsi qu'une tangente de pertes la plus faible possible. Dans notre cas, le choix de substrat s'est arrêté sur l'alumine.

1.4. Les techniques de dépôt [1, 2]

Le BST peut être déposé en couches minces au moyen de plusieurs techniques qui ont chacune une influence différente sur la croissance du BST et sur ses propriétés. Une

étude bibliographique a montré que le BST est majoritairement déposé par quatre méthodes différentes :

- Deux techniques chimiques de type "Dépôt Chimique en phase Vapeur" (CVD) : MOCVD et Sol-Gel;
- et deux méthodes de type "Dépôt Physique en phase Vapeur" (PVD) : la pulvérisation cathodique radiofréquence magnétron et l'ablation laser.

1.4.1. Les dépôts par CVD (Chemical Vapour Deposition)

Les techniques de dépôt CVD impliquent, comme leur nom l'indique, la formation d'un film sur un substrat à partir de réactions chimiques entre précurseurs mis sous leur forme gazeuse au moyen d'une énergie d'activation. Un schéma de dispositif expérimental est présenté sur la figure 1.3.

De manière générale, l'équipement nécessaire à cette technique de dépôt se compose des éléments suivants :

- une ou plusieurs sources solides, liquides ou gazeuses,
- un système de mélange et de distribution des gaz spécifiques du dépôt à réaliser,
- une chambre de réaction où est réalisé le dépôt,
- un système fournissant l'énergie d'activation nécessaire à la réaction et au chauffage des substrats,
- un système permettant d'évacuer les gaz rejetés par la réaction.

Plusieurs types de techniques CVD sont distingués selon que le substrat est chauffé à très haute température (High Temperature Chemical Vapour Deposition : HTCVD), à basse température comme la température ambiante par exemple (Low Temperature Chemical Vapour Deposition : LTCVD), selon l'utilisation d'un plasma (Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition : PECVD) ou selon l'utilisation de précurseurs organométalliques : on parle alors de MOCVD. C'est cette dernière variante qui est utilisée dans le cas des films de BST.

Le principe de la méthode est assez simple : les précurseurs organométalliques sont vaporisés puis transportés par un gaz (azote, argon ou hydrogène par exemple) dans la chambre de réaction, où sont réalisées la décomposition des précurseurs et la recombinaison des atomes pour former le dépôt sur le substrat.

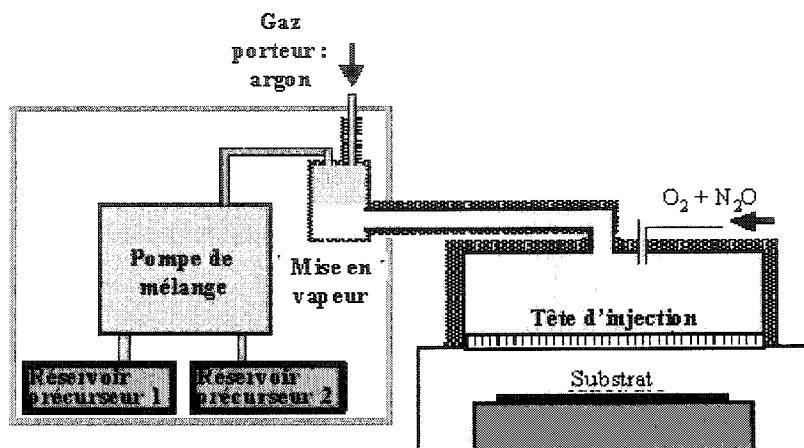


Figure 1-3 Dispositif de dépôt par CVD.

Dans les systèmes conventionnels de dépôts par MOCVD, des sources gazeuses sont utilisées pour conserver les précurseurs volatils. Elles sont chauffées et la vapeur obtenue est transportée par un gaz. Ceci implique que les systèmes de stockage et de transport de la vapeur doivent être maintenus à une température suffisamment élevée pour éviter sa condensation. La difficulté dans le cas des matériaux ferroélectriques comme le BST vient du fait qu'ils sont caractérisés par une faible volatilité et une instabilité dans l'air et à haute température. Les précurseurs exacts nécessaires au dépôt ne sont donc pas encore totalement déterminés bien que les études à ce sujet soient nombreuses.

Pour obtenir des films reproductibles, la température et la pression doivent être ajustées de manière extrêmement précise. La pression doit rester stable pendant toute la durée du dépôt ; la température du substrat, du réacteur et de tous les systèmes de transport également.

Ce contrôle minutieux des paramètres de dépôt ainsi que des concentrations des précurseurs pour obtenir des films ayant la stoechiométrie recherchée rendent cette méthode assez complexe. A ces difficultés matérielles, s'ajoute le choix des précurseurs qui doivent être stables en température et suffisamment volatils pour être évaporés. Enfin, des flux importants de gaz extrêmement toxiques et potentiellement explosifs sont générés pendant le dépôt. Il est donc indispensable d'adjoindre à ce dispositif un système d'élimination des gaz toxiques qui garantit qu'ils sont bien en dessous du seuil minimal de toxicité lorsqu'ils sont rejetés dans l'atmosphère. Cette méthode reste cependant un excellent moyen d'obtenir des films de bonne qualité en termes de morphologie et de propriétés électriques.

1.4.2. Les dépôts par voie Sol-Gel

Le procédé Sol-Gel est l'une des voies chimiques de préparation des matériaux de type oxyde métallique tels que les céramiques et les verres. Il consiste tout d'abord en la mise au point d'une suspension stable (SOL) à partir de précurseurs chimiques en solution. Ces " sols " vont évoluer au cours de l'étape de gélification par suite d'interactions entre les espèces en suspension et le solvant, pour donner naissance à un réseau solide tridimensionnel expansé au travers du milieu liquide. Le système est alors dans l'état " GEL ". Ces gels dits " humides " sont ensuite transformés en matière sèche amorphe par évacuation des solvants (on obtient alors un aérogel) ou par simple évaporation sous pression atmosphérique (xérogel).

Le dépôt proprement dit peut être réalisé de deux manières différentes :

- le " spin-coating " ou centrifugation (figure 1.4) : consiste à verser le sol ou le gel sur un substrat mis en rotation par une tournette. Le liquide en excès est éjecté sous l'action de la force centrifuge, et l'épaisseur du dépôt est alors fonction de la vitesse de rotation du substrat et du temps de dépôt.

- le " dip-coating " ou trempé : moins utilisé, il consiste à tremper le substrat dans la solution à déposer et à le retirer ensuite avec une vitesse constante qui conditionne l'épaisseur du dépôt.

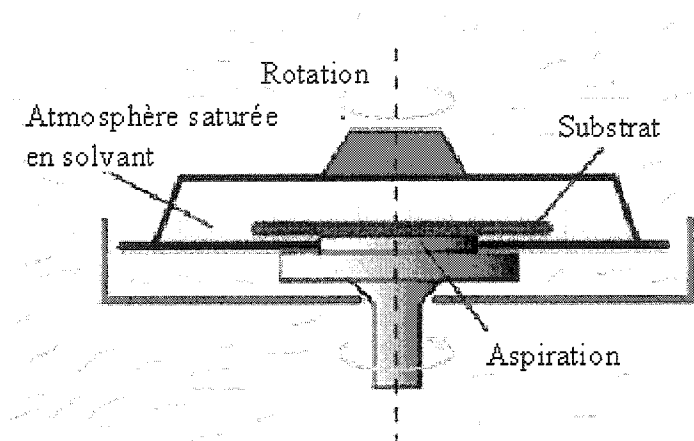


Figure 1-4 Dispositif de dépôt par spin coating.

Le dépôt est ensuite séché puis recuit pour obtenir une cristallisation. Pour mieux comprendre le processus de formation des couches minces par cette technique, et notamment l'enchaînement des étapes dans le cas de dépôts de BST, un organigramme est présenté sur la figure 1.5.

L'épaisseur des dépôts obtenue peut être très variable et va de quelques nanomètres à plusieurs micromètres. Pour augmenter l'épaisseur, il suffit de répéter plusieurs fois l'opération de " spin-coating " ou de " dip-coating ", et c'est l'un des avantages de cette technique. Nous pouvons en citer d'autres tels que :

- la possibilité d'obtenir des films d'une grande pureté chimique,
- la maîtrise de l'homogénéité chimique des couches grâce à la mise en solution des précurseurs chimiques,
- la possibilité de déposer sur des substrats de grande taille ou de géométrie complexe.

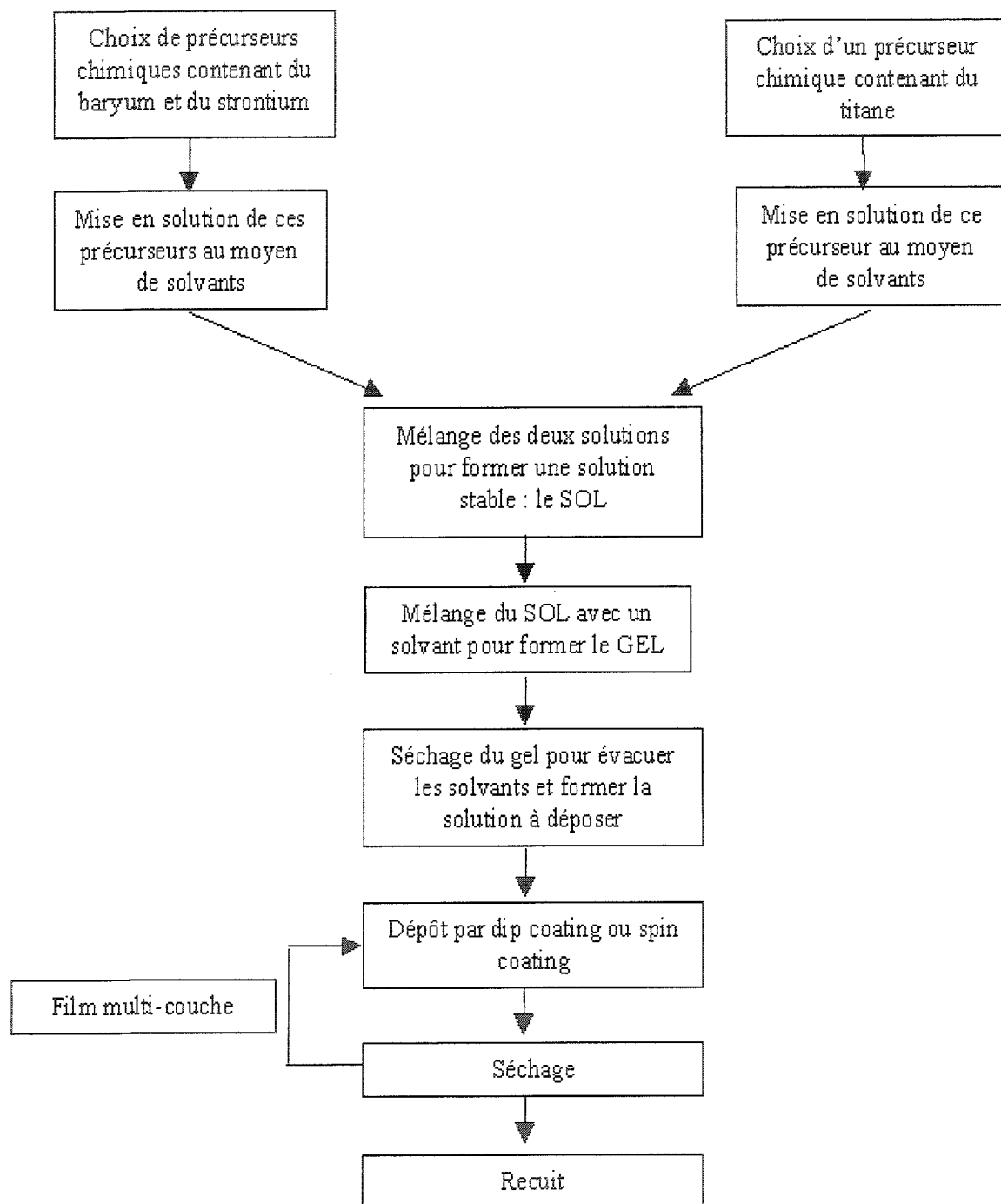


Figure 1-5 Organigramme présentant les différentes étapes des dépôts par voie SolGel.

Toutefois, cette méthode comporte quelques inconvénients, notamment :

- la difficulté de contrôler la réactivité des espèces en solution qui peut donner lieu à des problèmes d'évolution des caractéristiques physico-chimiques de la solution,
- les dépôts obtenus sont souvent poreux.

Nous allons maintenant passer à la description des deux dernières techniques de dépôt utilisées couramment afin d'obtenir des films de BST. Ces méthodes P.V.D. sont : la pulvérisation cathodique magnétron et l'ablation laser.

1.4.3. Les dépôts par pulvérisation cathodique magnétron

La pulvérisation est un procédé par lequel le matériau à déposer est éjecté de la surface d'un solide par le bombardement de cette surface par des particules énergétiques (en général des ions).

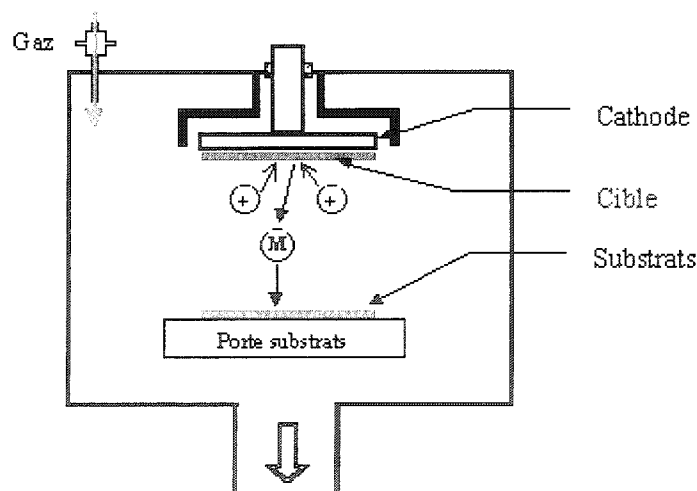


Figure 1-6 Schéma de principe de la pulvérisation.

Son principe de fonctionnement est présenté sur le schéma suivant (figure 1.6). Le matériau à déposer, appelé cible, se présente sous forme de plaque circulaire ou rectangulaire, fixée par collage ou brasure à la cathode. Celle-ci est reliée à une

alimentation continue ou alternative selon le type de matériau à déposer. Le gaz neutre ou réactif est introduit dans l'enceinte de dépôt et en appliquant une tension électrique, une décharge se produit, ionisant les atomes de gaz. Les ions sont alors attirés par la cathode et viennent bombarder la cible dont les atomes sont éjectés et viennent se déposer sur un substrat placé en face. Les principaux paramètres influant sur la qualité du dépôt sont la pression du gaz utilisé dans l'enceinte, la puissance de l'alimentation qui va agir sur la vitesse de dépôt, et la température du substrat.

Dans le cas du BST, matériau isolant, la méthode utilisée est une variante de la pulvérisation classique : c'est la pulvérisation cathodique radiofréquence (RF) magnétron. Le terme " RF " signifie que l'on utilise une alimentation radiofréquence. Le terme " magnétron " quant à lui, précise que des aimants sont placés derrière la cible (figure 1.6). Le champ magnétique produit par ces aimants est utilisé pour piéger des électrons dans des configurations de boucles fermées : en effet, les trajectoires électroniques s'enroulent autour des lignes de champ magnétique augmentant considérablement les chances d'ioniser un atome de gaz au voisinage de la cathode. Cela entraîne une vitesse de pulvérisation, et donc de dépôt, beaucoup plus grande.

Dans le cas du BST, les dépôts sont réalisés sous une atmosphère d'argon, majoritairement, et d'oxygène; la température du substrat varie de 400°C à 700°C. De plus, certains films nécessitent des recuits post-dépôt pour faire apparaître une cristallisation.

La caractéristique la plus intéressante de ce procédé de dépôt est son universalité. En effet, comme le matériau à déposer passe en phase vapeur à la suite d'un processus mécanique, on peut déposer pratiquement tous les matériaux inorganiques. Sur un plan plus technique, cette méthode est avantageuse puisqu'on peut réaliser des dépôts sans chauffer le matériau à déposer (comme c'est le cas avec la technique MOCVD exposée précédemment).

L'inconvénient de cette technique est lié à l'utilisation de cibles sous forme de plaques, très coûteuses, qui s'usent de manière très localisée (à l'endroit où se trouve l'aimant), ce qui entraîne un " gaspillage " d'une grande partie du matériau cible.

1.4.4. Les dépôts par ablation laser

Cette technique de dépôt est majoritairement utilisée dans le cas de la réalisation de films de BST. La figure 1.7 propose le schéma d'un dispositif expérimental.

Son principe est assez simple : un laser pulsé vient bombarder le matériau cible constitué du matériau à déposer. Lorsque sa densité de puissance est suffisamment élevée, une certaine quantité de matière est éjectée de la cible, perpendiculairement à sa surface, et va se déposer sur un substrat chauffé placé en face.

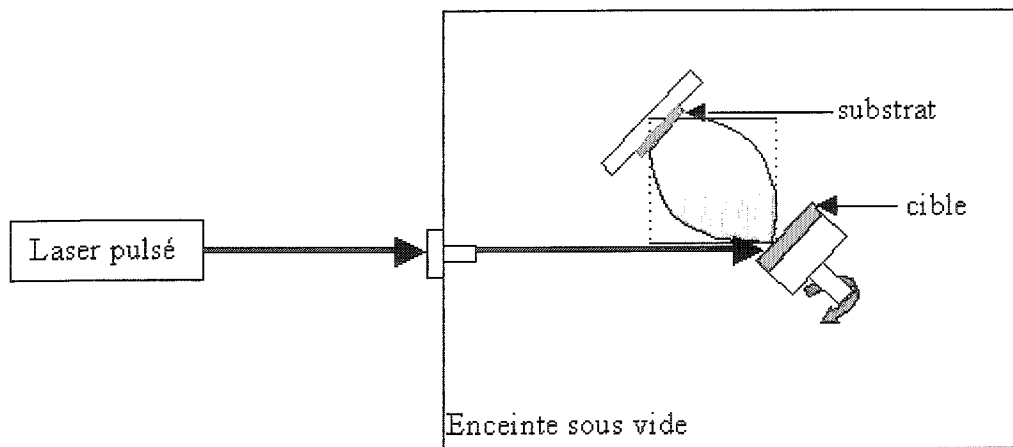


Figure 1-7 Dispositif expérimental d'ablation laser.

L'ablation laser présente un certain nombre d'avantages dont sa simplicité de mise en oeuvre, un transfert stœchiométrique des éléments métalliques de la cible vers le substrat même dans le cas de matériaux complexes (tels que les oxydes par exemple), la possibilité d'utiliser des pressions élevées d'oxygène, la possibilité de réaliser des structures multicouches de matériaux différents en utilisant un carrousel de plusieurs cibles et, enfin, une très bonne adhérence et une bonne cristallisation des dépôts in-situ

favorisées par la grande vitesse d'éjection des espèces et une grande mobilité de celles-ci à la surface du substrat.

Le principal inconvénient de cette technique concerne la formation fréquente de gouttelettes de dimension typique de $1\text{ }\mu\text{m}$ nuisant à l'état de surface des films. On peut noter également une vitesse de dépôt faible ainsi que des problèmes d'uniformité en épaisseur.

Dans la bibliographie, l'ablation laser est présentée comme étant une des meilleures techniques de dépôts de films minces de BST, et c'est celle que nous avons utilisée dans le cadre de notre étude.

1.5. Les méthodes de caractérisations [15]

Deux grands types de caractérisation permettent l'étude de matériaux sous forme massive.

Le premier comprend les méthodes dites " résonnantes " pouvant être définies selon les modes expérimentaux suivants [16]:

- insertion du matériau au sein d'une cavité résonnante,
- utilisation de résonateurs diélectriques : l'échantillon peut être soit inséré entre deux résonateurs, soit posé sur la face d'un seul résonateur,
- utilisation de résonateurs en lignes de transmission : le matériau à caractériser est posé sur le résonateur.

Pour toutes ces méthodes, la détermination des grandeurs diélectriques du matériau se fait à partir des propriétés intrinsèques de la cavité (fréquence de résonance et facteur de qualité du mode considéré) qui sont modifiées par l'insertion du matériau ferroélectrique.

Le second ensemble regroupe les méthodes dites " en transmission/réflexion " :

- utilisation de guides coaxiaux/rectangulaires : l'échantillon est disposé en sortie de ligne ou inséré à l'intérieur d'un guide [17],
- utilisation de lignes de transmission : le matériau à caractériser est directement posé sur la ligne [18],
- mesure en espace libre focalisé : l'échantillon est positionné entre deux antennes [19].

Le principe de ces méthodes repose sur la mesure des coefficients de transmission et de réflexion du dispositif en présence ou non du matériau. Leur variation permet le calcul des propriétés électromagnétiques de celui-ci.

Certaines de ces méthodes sont applicables aux couches minces, d'autres non. Le principal problème dans l'adaptation de certaines de ces méthodes à la mesure des couches minces réside dans la difficulté d'usiner les échantillons de façon précise et dans le manque de sensibilité des dispositifs, du fait des petites dimensions de l'échantillon. D'autres problèmes seront spécifiques à la méthode de caractérisation utilisée. Par exemple, dans le cas des méthodes résonantes, les mesures seront de bande étroite et destructive. Les méthodes en espace libre ou localisé, comme c'est le cas des systèmes d'antennes ou de guides d'ondes, où l'échantillon doit être placé sur le trajet de l'onde incidente, ne sont pas destructives mais moins précises. En effet, le matériau sous test (material under test, MUT) doit être épais, parfaitement adapté à l'impédance caractéristique du milieu, et faiblement inhomogène.

La méthode de caractérisation utilisée, pour déterminer les propriétés diélectriques de nos couches de BST, s'inspire des méthodes de réflexion/transmission utilisant des lignes de transmission coplanaires. L'utilisation de lignes de transmission directement déposées sur le matériau sous test, permet, non seulement une caractérisation large bande, mais aussi l'étude de l'effet de métallisation sur les propriétés diélectriques du matériau en question. Parmi les choix de lignes de transmission possibles, les guides coplanaires offrent un avantage clair. D'abord, leur faible dispersion en fréquence.

Ensuite, leur sensibilité aux couches minces de forte permittivité. En effet, la plupart des lignes de champ vont être concentrés dans la couche en dessous des conducteurs et entre le conducteur central et le plan de masse. Les deux dispositifs utilisés dans le cadre de ces mesures, ainsi que le déroulement des mesures, ont été présentés aux chapitres 2 et 3.

1.6. Applications micro-ondes des films de BST [20]

Dans le cadre de l'évolution incessante des systèmes de télécommunications, le développement des dispositifs micro-ondes passifs joue un rôle important. En effet, un grand nombre de ces éléments sont utilisés pour assurer des fonctions de réception, d'élaboration ou de transmission des signaux dans des domaines allant de la téléphonie mobile aux systèmes embarqués dans des satellites. Cependant, ces composants sont en général encombrants et à l'origine de pertes d'énergie importantes. Pour ces raisons, les concepteurs cherchent depuis quelques années à réduire l'encombrement des dispositifs passifs et, parmi eux, des condensateurs, des résonateurs et des filtres hyperfréquences dont nous allons parler par la suite.

Le titanate de strontium et de baryum (BST) en couche mince affiche un intérêt croissant dans la fabrication de composants micro-ondes accordables en fréquences, tels que les oscillateurs contrôlés en tension, les filtres accordables, et les déphaseurs [21]–[24]. Une constante diélectrique élevée, pouvant être accordée par l'application d'un champ électrique externe, offre un gain énorme en terme de taux d'intégration et/ou de capacité surfacique, ainsi que des niveaux d'accordabilité élevées (50 %) pour des tensions de polarisation relativement basses (dizaine de Volt). Comparativement aux capacités variables semiconductrices (varactors), les capacités ferroélectriques ne produisent pas le bruit de jonction typique aux semiconducteurs. De plus, elles présentent généralement moins de pertes et donc un meilleur facteur de qualité en hautes fréquences (10-20 GHz) [25].

Ce type de capacité variable peut ensuite être intégré dans de nombreux dispositifs micro-ondes. Comme c'est le cas du déphaseur en bande K , conçu à partir de capacités variables triplaque Pt/BST/Pt de configuration verticale rapporté dans [26], ou encore, du filtre coplanaire en bande K [27], conçu à partir de capacités interdigitales variables fabriqué en BST/Si.

Récemment, un réseau d'antennes exploitant les avantages des ferroélectriques dans la conception de déphaseurs accordables a démontré l'état de l'art. Le dispositif, qui a été commercialisé par *Paratek* [28], permet un balayage unidirectionnel du faisceau de l'antenne par l'implémentation de déphaseurs patches utilisant du BST épais. Un autre exemple de réseau d'antenne à balayage de faisceau en bande K , cette fois de 16 éléments, est rapporté dans [29]. Dans ce cas, les déphaseurs sont des lignes couplées patches fabriquées en BST sur MgO.

Le futur dans la conception de composants micro-ondes accordables portera sur l'intégration conjointe des supraconducteurs (e.g. YBCO) comme électrode avec les ferroélectriques en couche mince. L'objectif est d'atteindre des facteurs de qualité élevés en réduisant la tangente de pertes effective du dispositif par compensation des pertes toujours élevées des ferroélectriques de couches minces. Les avantages de coupler ces deux matériaux sont maintenant nombreux [30].

1.7. Fabrication et mesures

Nous voulons déposer des couches minces de BST-0.5 de quelques centaines de nanomètres d'épaisseur sur un substrat d'alumine polycristallin par ablation laser. Nous partons d'une cible solide de BST-0.5 d'une pureté de 99.9 % que nous soumettons à un laser Excimer KrF avec une fluence de 0.8 J/cm^2 . Le dépôt est réalisé à une température de 450°C sous une pression d'oxygène de 10 mTorr. Un recuit final est effectué à une température de 750°C afin d'améliorer la cristallinité des films déposés.

Ensuite, nous avons utilisé le procédé de lift-off pour la fabrication des capacités interdigitées (IDC) et des lignes coplanaires (CPW). Une résine LOR20B est employée en combinaison avec une résine positive conventionnelle afin d'obtenir un dépôt de métal de $\sim 1 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les circuits sont fabriqués en cuivre déposé sur une couche adhésive de Titan de $\sim 50 \text{ nm}$ d'épaisseur. Les deux dispositifs (CPW et IDC) sont conçus sur un substrat d'alumine de $250 \mu\text{m}$ d'épaisseur avec $230 \mu\text{m}$ de largeur de ligne et $100 \mu\text{m}$ de fente. La largeur des plans de masse est de 2.15 mm . La capacité IDC est conçu de 12 doigts d'une largeur de $12 \mu\text{m}$, séparés de $8 \mu\text{m}$. Les dispositifs sous test (DUT) sont fabriqués sur des films de BST-0.5 d'épaisseurs $0.4 \mu\text{m}$, $0.8 \mu\text{m}$ et $1.2 \mu\text{m}$ déposés sur alumine. Les dispositifs de référence sont fabriqués uniquement en alumine. Les mesures sont effectués à l'aide d'un analyseur de réseau HP8510C et d'une station de mesure sous-pointes équipée d'une paire de sondes *Picoprobe* GSG de $250 \mu\text{m}$. L'étalonnage de l'analyseur est effectué uniquement pour les mesures IDC à l'aide de kits TRL fabriqués sur chacun des dispositifs testés. Les dispositifs de référence sont conçus de façon à avoir une impédance caractéristique de 50Ω . Les mesures couvrent une gamme de fréquence allant de 1 à 20 GHz.

1.8. Conclusion

Dans ce premier chapitre, une description générale de la ferroélectricité a été dressée en décrivant certaines caractéristiques telles que la polarisation spontanée, les domaines ferroélectriques et leurs parois, le cycle d'hystérésis représentant le comportement nonlinéaire de la polarisation en fonction du champ électrique, et la définition de la température de Curie. Puis, ces propriétés ont été étudiées particulièrement dans le cas des composés de type pérovskite: le titanate de baryum et de strontium (le BST).

Ensuite, une brève étude des couches minces a été présentée, pour en dégager leurs intérêts, leurs inconvénients, ainsi que les moyens expérimentaux les plus couramment utilisés pour déposer les films de BST.

Enfin, dans un dernier paragraphe, diverses applications micro-ondes de ces films minces ont été proposées. Des exemples de capacités variables, déphaseurs et filtres accordables en fréquence ont été brièvement décrits.

Le contexte de cette étude étant dorénavant fixé, les prochains chapitres seront dédiés à la présentation détaillée des outils de caractérisation théoriques et des dispositifs expérimentaux employés pour mesurer les propriétés diélectriques de notre matériau sous test, le BST.

CHAPITRE 2

MODÈLE CPW POUR LA CARACTERISATION HORS TENSION

2.1. Introduction

Nous avons choisi une méthode de caractérisation de type T/R (transmission/réflexion) utilisant un guide d'onde coplanaire comme dispositif expérimental. Les échantillons sous test sont déposés sur un substrat standard d'alumine sous forme de films minces. La méthode est basée sur la mesure de la constante de propagation du guide d'onde coplanaire (CPW) contenant le matériau à étudier. Le dépouillement des mesures se fait en deux étapes. La première consiste à calculer la permittivité effective de la ligne à partir de la mesure de sa constante de propagation. La seconde étape correspond à l'analyse théorique du dispositif expérimental qui va permettre l'extraction de la permittivité complexe du matériau sous test en fonction de ϵ_{eff} issue de la mesure de γ .

2.2. Détermination de la constante de propagation

De façon générale, la constante de propagation, $\gamma = \alpha + j\beta$, d'une ligne de transmission peut être déterminée à partir de la mesure de son coefficient de transmission S_{21} tel que:

$$\beta = -\frac{\Delta\phi(S_{21})}{L} \quad (2.1a)$$

$$\alpha = -\frac{S_{21}(dB)}{L} \quad (2.1b)$$

Où c est la vitesse de la lumière, f la fréquence d'opération et L la longueur de la ligne de transmission. Bien sûr, l'appareil de mesure doit être dûment étalonné afin de

s'affranchir de toutes les erreurs systématiques. Un mauvais étalonnage pourrait induire des erreurs de phase et de réflexions indésirables dans la constante de propagation à travers le coefficient S_{21} et rendre les équations (2.1a) et (2.1b) invalides. Par ailleurs, l'incertitude sur la mesure de la constante de propagation devient liée à la précision de cet étalonnage. Le choix d'une méthode d'étalonnage repose sur le type de composant sous test (DUT) et sur la gamme de fréquence considérée. Dans le cas des lignes de transmission planaires, la méthode la plus utilisée est la méthode TRL (Through-Reflect-Line). Le problème sous-jacent est qu'il faut connaître la permittivité effective de la ligne de transmission. Mais puisque on s'intéresse uniquement à la constante de propagation, nous allons effectuer des mesures brutes¹ et utiliser la procédure TRL uniquement pour extraire la constante de propagation de notre DUT.

D. C. Degroot et R. B. Marks ont dressés dans [31] une comparaison entre trois méthodes de mesure de γ pour des lignes de transmission planaires. Seule la méthode TRL offrait la meilleure approximation selon les auteurs. En effet, elle permet i) d'éliminer les erreurs systématiques de transmission grâce à la redondance des standards, ii) d'éliminer les erreurs dues à la désadaptation d'impédance entre la ligne et les ports de mesures, et iii) de positionner le plan de référence loin des pointes de mesure, là où les champs sont uniformes. De plus, elle permet de déterminer la constante de propagation sans qu'un étalonnage préalable de l'analyseur de réseau soit nécessaire. C'est utile quand on ne connaît pas les caractéristiques de la ligne de transmission sous test, et on ne peut pas procéder à un étalonnage précis.

La méthode TRL consiste en la mesure de trois étalons (figure 2.1): deux lignes de transmission d'impédance caractéristique l'impédance de référence et de longueurs différentes, et un dipôle quelconque ayant un coefficient de réflexion grand en module. La connaissance précise des étalons n'est pas nécessaire (différence de longueur entre les deux lignes Thru et Line, coefficient de réflexion du Reflect), c'est pourquoi ils sont plus faciles à réaliser : le coefficient de réflexion peut être une simple ligne laissée en

¹ mesures de paramètres S effectués sans aucun étalonnage préalable de l'analyseur de réseau.

circuit ouvert sans que l'on ait besoin de déterminer sa capacité équivalente. De même, la longueur de la ligne (ou la différence de longueur entre les deux lignes) n'a pas besoin d'être connue. Par contre, la différence de longueur optimale entre les deux étalons doit être de $\lambda/4$ à la fréquence centrale de la bande considérée.

Après étalonnage, le plan de référence va être obtenu au milieu du DUT. Toutes les connexions se trouvant à l'extérieur de ses plans sont modélisées par deux boîtes d'erreurs linéaires situées aux ports 1 et 2 (figure 2.1). La correction complète requiert la solution d'un système d'équations linéaires de 8 voir même de 12 inconnus. Ces facteurs de correction deviennent alors l'étalonnage de l'analyseur.

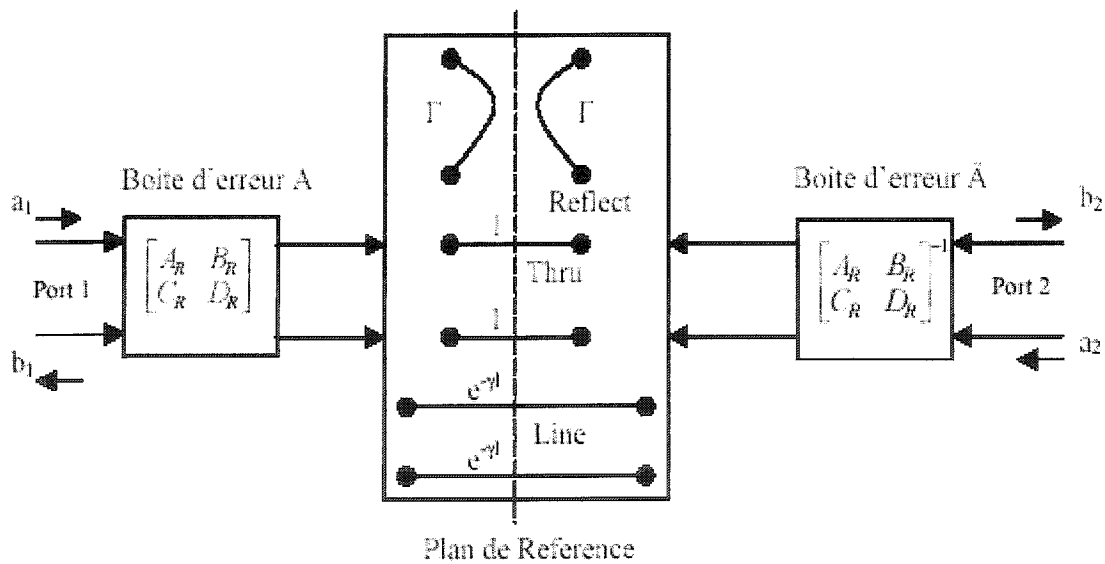


Figure 2-1 Schéma en cascade de la technique de calibrage TRL.

On utilise la méthode TRL [32]-[33], pour déterminer la constante de propagation d'une ligne de transmission à partir des mesures brutes des paramètres S de deux lignes de transmission identiques mais de longueurs différentes. On définit la matrice de transfert M^i de la ligne i en terme de sa matrice de répartition S^i :

$$M^i = \frac{1}{S_{21}^i} \begin{bmatrix} -\det(S^i) & S_{11}^i \\ -S_{22}^i & 1 \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

D'après la figure 2.1, la matrice qu'on vient de mesurer, M^i , est liée à la matrice réelle, T^i , de la ligne i , par la relation de cascade suivante :

$$M^i = XT^i\bar{Y} \quad (2.3)$$

ou X et Y , les matrices associées aux boîtes d'erreurs aux ports 1 et 2 respectivement, et qui représentent toutes les imperfections de l'analyseur de réseau, et les effets des câbles connectés à la ligne de transmission i . Le bar sur la matrice Y traduit l'effet d'inversion du sens de transfert au port 2, de la droite vers la gauche. Elle s'écrit tout simplement :

$$\bar{A} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} A^{-1} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

La matrice T^i , est la matrice de transfert réelle de la ligne i :

$$T^i = \begin{bmatrix} e^{-\gamma l_i} & 0 \\ 0 & e^{\gamma l_i} \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

avec γ , la constante de propagation et l_i la longueur de la ligne i .

En mesurant les matrices de transfert de deux lignes i et j identiques, mais de longueurs différentes l_i et l_j , on obtient le problème à valeurs propres suivant :

$$M^{ij}X = XT^{ij} \quad (2.6)$$

avec :

$$M^{ij} = M^j [M^i]^{-1} \quad (2.7)$$

et :

$$T^{ij} = T^j [T^i]^{-1} \quad (2.8)$$

Puisque T^{ij} est diagonal, les éléments de sa diagonal sont aussi les valeurs propres de M^{ij} , et les colonnes de X sont les vecteurs propres. Les valeurs propres λ_1^{ij} , et λ_2^{ij} de M^{ij} , s'écrivent :

$$\lambda_1^{ij}, \lambda_2^{ij} = \frac{1}{2} \left[M_{11}^{ij} + M_{22}^{ij} \pm \sqrt{(M_{11}^{ij} - M_{22}^{ij})^2 + 4M_{12}^{ij}M_{21}^{ij}} \right] \quad (2.9)$$

avec :

$$\lambda_1^{ij}, \lambda_2^{ij} = e^{\pm \gamma(l_i - l_j)} \quad (2.10)$$

et en combinant (2.9) et (2.10), on obtient la constante de propagation complexe :

$$\gamma = \frac{\ln(\lambda^{ij})}{l_i - l_j} \quad (2.11)$$

avec, λ_{ij} , la valeur moyenne géométrique des deux valeurs propres :

$$\lambda^{ij} = \frac{1}{2} \left(\lambda_1^{ij} + \frac{1}{\lambda_2^{ij}} \right) \quad (2.12)$$

La constante de propagation γ étant complexe : $\gamma = \alpha + j\beta$, l'angle électrique βl doit être compris entre 0 et 180° pour qu'il n'y ait pas d'ambiguïté sur la phase. En pratique, il suffit de rester entre 20° et 160° afin d'avoir une bonne précision dans les coefficients d'erreurs.

A partir de la constante de propagation, on calcule la constante d'atténuation, α , et la constante de phase, β , normalisée à ω/c :

$$\alpha = 20 \log_{10}(e) \operatorname{Re}[\gamma] \quad (2.13)$$

$$\beta = \operatorname{Im} \left[\frac{\gamma c}{\omega} \right] \quad (2.14)$$

ou e est la base du logarithme naturel et $\omega = 2\pi f$. Aussi, on définit la permittivité effective d'après la formule usuelle suivante [34] :

$$\varepsilon_{eff} = -\frac{\gamma^2}{k_0^2} \quad (2.15)$$

avec k_0 , le nombre d'onde dans le vide.

Enfin, l'incertitude sur la constante de propagation ne serait limitée que par la répétabilité du système de mesure (erreurs aléatoires) et par la précision sur $l_j - l_i$.

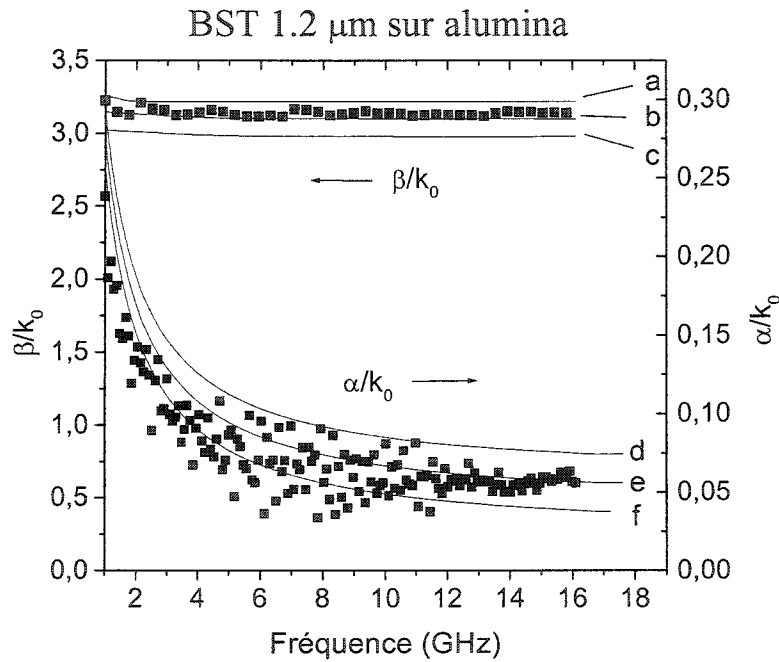


Figure 2-2 Simulations de γ avec HP-Momentum. a) $\varepsilon_2=700$, b) $\varepsilon_2=600$, c) $\varepsilon_2=500$, d) $\varepsilon_2=600$, $\tan\delta_2=0.075$, e) $\varepsilon_2=600$, $\tan\delta_2=0.05$, f) $\varepsilon_2=600$, $\tan\delta_2=0.025$.

Des simulations avec HP-Momentum ont été obtenues pour différentes constantes diélectriques et tangentes de pertes de la couche de BST. La figure 2.2 montre une comparaison entre les constantes de propagation issues des simulations (courbes a, b, c, d, e et f) et celles issues des mesures TRL (nuages de points). Le meilleur accord pour β/k_0 est obtenu pour $\varepsilon_2=600$ (la courbe b), qui est proche de la valeur obtenue par le modèle CPW, comme on le verra plus loin. Les valeurs de α/k_0 issues des simulations

suivent également le comportement général des valeurs mesurées. En utilisant $\epsilon_2=600$, le meilleur accord avec les mesures est obtenu pour $\tan\delta_2=0.05$ (courbe e), valeur estimée par notre modèle CPW.

2.3. Détermination de l'impédance caractéristique

Nous appliquerons la méthode rapportée dans [35] pour déterminer l'impédance caractéristique d'une ligne de transmission planaire avec fortes pertes en partant de la mesure de ses paramètres S. On commence d'abord par calibrer l'analyseur de réseau afin de s'affranchir des connecteurs et des câbles jusqu'aux plans d'accès des sondes de mesure. Ensuite, on mesure les paramètres S de deux lignes de transmission identiques, mais de longueurs différentes, que l'on appellera Thru et Line, et on remonte, à travers le modèle en cascade de la figure 2.1, aux boîtes d'erreurs que l'on associe uniquement aux transitions entre les sondes et la ligne, qui n'ont pas été éliminés à travers la procédure d'étalonnage. Ainsi, on peut déterminer avec précision, l'impédance caractéristique de la ligne, par équivalence des boîtes d'erreurs à un modèle de transition adéquat.

Il existe peu de techniques précises pour mesurer l'impédance caractéristique d'une ligne de transmission planaire, et moins encore quand il s'agit de lignes avec fortes pertes ou l'impédance caractéristique devient complexe. Les auteurs dans [36] assument que la conductance, G , de la ligne est négligeable, et que la capacitance C est indépendante de la fréquence. Malgré que la méthode modélise tous les parasites associés aux sondes, cette hypothèse est violée dans le cas des lignes de transmission avec pertes élevées. Eo et Eisenstadt [37] ont proposés une solution à cette limitation. Ils déterminent Z_c par comparaison entre les paramètres S issues d'une mesure calibrée et ceux de la ligne idéale. Mais à cause que l'étalonnage utilisait des étalons de précision, les mesures incluaient aussi l'effet parasite des sondes et des transitions vers la ligne, ce qui rendait la méthode particulièrement sensible à la capacité parallèle induite par le contact avec la ligne. D'autres procédures d'étalonnages permettent de modéliser la

discontinuité entre la sonde et la ligne par un modèle de boîte d'erreur à paramètres localisés après avoir déplacé le plan de référence depuis sa position initiale, jusqu'au plan d'accès de la transition [38]. Cependant, l'endroit du nouveau plan de référence n'est pas connu avec précision, en raison de la nature distribuée de la transition. La figure 2.3 montre le schéma bloc de la discontinuité en terme d'éléments localisés.

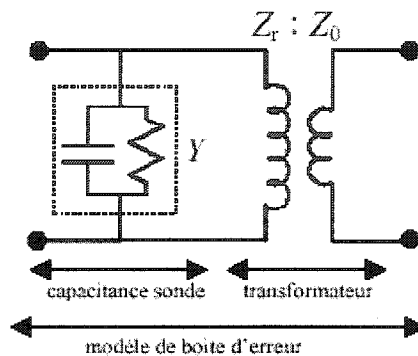


Figure 2-3 Circuit équivalent de la sonde de mesure en terme de paramètres localisés.

La procédure que nous proposons, n'implique pas le décalage du plan de référence vers le plan d'accès de la sonde. Au contraire, il permet d'extraire la position *équivalente* du plan de référence. La position équivalente coïnciderait avec la position physique, *si et seulement si*, l'impédance parasite série associée à la transition vers la sonde est négligée. Sinon, elle est différente de la position physique par un tronçon de ligne de transmission, qui modélise cet effet. Ce concept de plan équivalent rend la méthode moins sensible aux erreurs de positionnement des sondes. Une admittance additionnelle parallèle modélisant la sonde est représentée par un tronçon de ligne de transmission (figure 2.4).

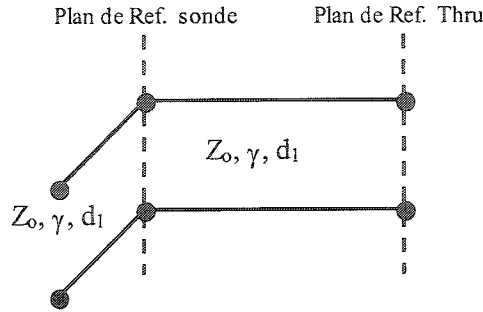


Figure 2-4 Circuit équivalent de la sonde en termes de paramètres distribués.

Par conséquent, elles modélisent uniquement l'effet des discontinuités rencontrées entre les sondes et la ligne. Les matrices ABCD, des standards Line et Thru, calculées à partir des paramètres S mesurés, sont reliées aux boîtes d'erreurs aux ports 1 et 2, et aux matrices ABCD réelles des lignes tel que :

$$\begin{bmatrix} A_T & B_T \\ \frac{A_T^2 - 1}{B_T} & A_T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_R & B_R \\ C_R & \frac{1 + B_R C_R}{A_R} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{1 + B_R C_R}{A_R} & B_R \\ C_R & A_R \end{bmatrix} \quad (2.16a)$$

$$\begin{bmatrix} A_L & B_L \\ \frac{A_L^2 - 1}{B_L} & A_L \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_R & B_R \\ C_R & \frac{1 + B_R C_R}{A_R} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cosh \gamma l & Z_0 \sinh \gamma l \\ Y_0 \sinh \gamma l & \cosh \gamma l \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{1 + B_R C_R}{A_R} & B_R \\ C_R & A_R \end{bmatrix} \quad (2.16b)$$

l est la différence de longueur entre le Line et le Thru.

D'après la conditions de réciprocité :

$$D_R = \frac{1 + B_R C_R}{A_R} \quad (2.17)$$

et par symétrie :

$$A_L = D_L; \quad A_T = D_T \quad (2.18)$$

La validité des conditions de réciprocité et de symétrie est discutée dans [35]. La combinaison de (2.16a) et (2.16b) permet d'établir l'équation de l'impédance caractéristique :

$$A_R^2 Z_0 = \frac{-4(B_T \cosh \gamma l - B_L \pm \sqrt{\Delta})}{8 \sinh \gamma l} \quad (2.19)$$

avec :

$$\Delta = 16[(B_T \cosh \gamma l - B_L)^2 - B_T^2 \sinh^2 \gamma l] \quad (2.20)$$

Les paramètres $A_R^2 Z_0$, B_R , et C_R , sont indépendants du choix du modèle de la transition.

La matrice $[ABCD]_R$ du modèle de la figure 2.4 est donnée par :

$$\begin{bmatrix} \cosh \gamma d_1 & Z_0 \sinh \gamma d_1 \\ Y_0 \sinh \gamma d_1 + j \tanh \gamma d_2 \bullet \cosh \gamma d_1 & \cosh \gamma d_1 + j \tanh \gamma d_2 \bullet \sinh \gamma d_1 \end{bmatrix} \quad (2.21)$$

avec d_1 la distance équivalente entre la sonde et le milieu du Thru, et d_2 la longueur d'une ligne de transmission terminée en ouvert et connectée au niveau du plan d'accès de la sonde. D'après cette représentation, on a aussi :

$$A_R^2 Z_0 = Z_0 \cosh^2 \gamma d_1 \quad (2.22)$$

L'égalité entre (2.22) et (2.19) permet de déterminer l'impédance caractéristique de la ligne de transmission. Le choix de racine dans (2.19) est choisi tel que $\text{Re}(A_R^2 Z_0) \geq 0$. Il faut noter que Z_c n'est pas influencé par l'admittance parallèle puisqu'elle ne dépend que de A_R : i.e. l'admittance parallèle, qui représente le circuit de connexion derrière la sonde, n'influe pas le processus d'extraction de Z_c , et peut être arbitraire.

Le calcul de d_1 , d_2 , A_R , B_R , et C_R , découlent aussi des équations (2.17) et (2.18), mais il ne sera pas abordé, puisqu'il ne fait pas l'objet de ce paragraphe.

Nous avons déterminé l'impédance caractéristique d'une ligne CPW fabriquée sur un film de BST0.5 déposé sur alumine. La figure 2.5 montre les valeurs réel et imaginaire

de Z_c obtenus pour un film d'épaisseur $1.6 \mu\text{m}$. Les simulations avec Momentum® ont été effectuées pour une ligne CPW avec les mêmes dimensions. Les résultats ont été obtenus pour différentes valeurs de permittivité de la couche de BST : 500, 600, et 700. Un bon accord entre $\text{Re}[Z_c]$ simulé par Momentum et la valeur estimée par notre modèle, qui est autour de 36Ω , est obtenu pour $\epsilon_2 = 600$. La partie imaginaire tend vers zéro mais sans l'approcher conformément aux prévisions théoriques.

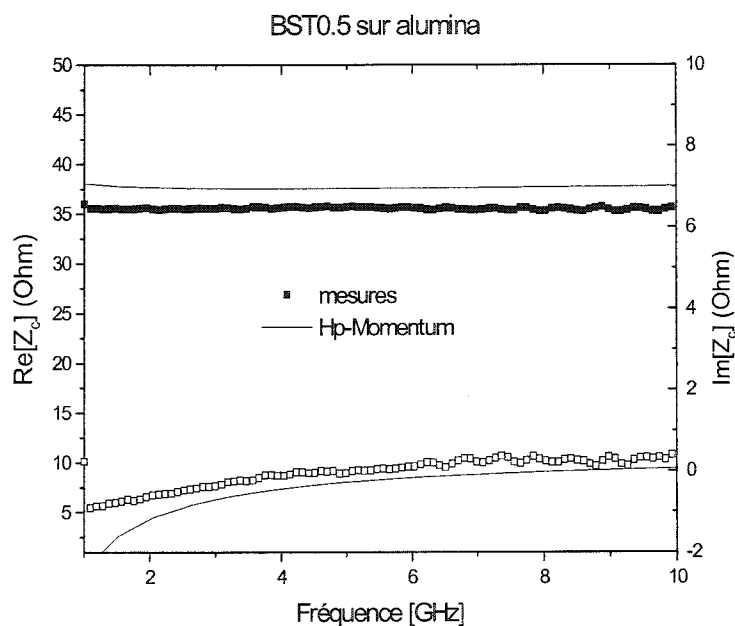


Figure 2-5 Partie réelle et imaginaire de Z_c en fonction de la fréquence.

L'inconvénient de la méthode rapportée dans [38] vient du fait que l'impédance caractéristique se trouve limitée en haute fréquence par la capacité parasite associée au contact de la sonde avec la ligne. D'autre part, la méthode exige le déplacement des plans de références vers les plans d'accès des sondes, à savoir que cela implique aussi des erreurs de positionnement qui vont influencer l'extraction de l'impédance caractéristique.

2.4. Extraction des paramètres RLGC de la ligne CPW

Une fois la constante de propagation et l'impédance caractéristique sont connues, on peut calculer, les paramètres distribués C, G, L et R d'une ligne de transmission opérée en mode quasi-TEM :

$$G + j\omega C = \frac{\gamma}{Z_c} \quad (2.23a)$$

$$R + j\omega L = \gamma Z_c \quad (2.23b)$$

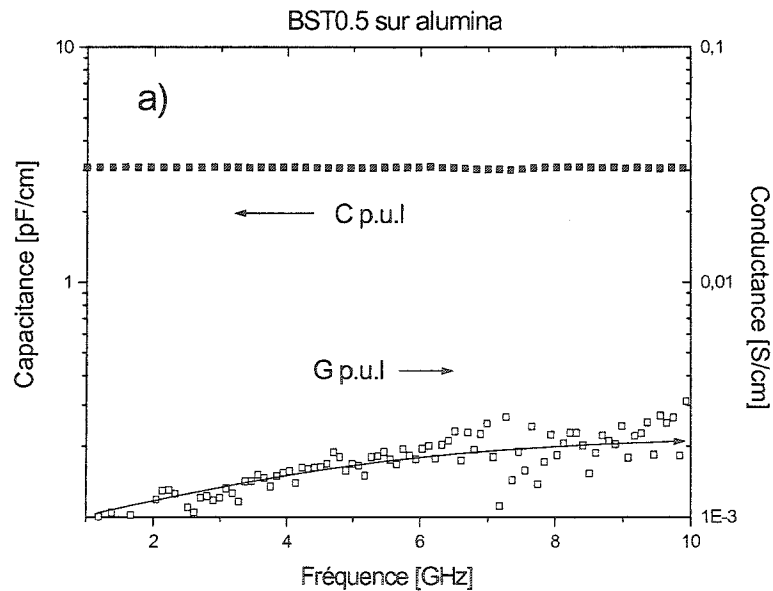
Les équations (2.23a) et (2.23b) donnent suite à certaines observations intéressantes. Pour ω grand, ωL va dominer R, et ωC va dominer G. Pour cette limite, appelée souvent limite haute fréquence², Z_c devient réel et γ devient purement imaginaire. Une autre limite très commune est la limite RC³, qui s'applique pour R grande devant ωL , et ωC grande devant G. Pour cette limite, la partie imaginaire et la partie réelle de Z_c sont égales mais de signe opposé, et α et β sont égales. Ces deux limites sont très utiles dans la conception et mesures en micro-ondes.

L'inductance L, comporte généralement deux contributions : i) L_{int} , l'inductance interne des conducteurs, et ii) L_{ext} , l'inductance externe mutuelle entre conducteurs. La résistance R, et l'inductance interne L_{int} , dépendent de l'effet de peau. Ainsi, en basse fréquence, les champs se trouvent confinés dans les conducteurs, faisant augmenter la résistance R. A cause de l'effet de peau, L_{int} suit une loi en $1/\sqrt{f}$, et R en $\sqrt{f}$. Les éléments G et C dépendent uniquement du substrat, et sont considérés comme invariants avec la fréquence. En basse fréquence, les pertes diélectriques sont négligeables devant les pertes ohmiques. Cependant, les pertes diélectriques croît en ω , tandis que les pertes ohmiques croît en $\sqrt{\omega}$. Par conséquent, en haute fréquence, les pertes diélectriques sont dominantes.

² Limite ou l'on peut négliger toutes les pertes dans une ligne de transmission, i.e. *lossless limit*.

³ Limite ou l'on peut modéliser une ligne de transmission uniquement par un circuit RC.

Les figures 2.6a et 2.6b montrent les courbes de R, G, C, et de L en fonction de la fréquence d'une ligne CPW fabriquée sur un film de BST d'épaisseur $1.6\text{ }\mu\text{m}$ déposé sur alumine. L'inductance L exhibe le comportement typique rappelant la pénétration des champs dans les conducteurs avant l'établissement de l'effet de peau. Les éléments C, et G, dépendent faiblement de la fréquence. Le comportement de R est de type $\sqrt{f}$ comme prévu. Reste que l'incertitude sur les mesures des paramètres RGLC dépend, et de l'incertitude sur la constante de propagation, et de l'incertitude sur l'impédance caractéristique. L'incertitude sur γ est limitée uniquement par la gamme de phase qui peut couvrir la méthode d'étalonnage. Alors que l'incertitude sur Z_c provient d'une mauvaise compensation des sondes entre la mesure et l'étalonnage, du fait que le substrat de référence est différent du substrat de la ligne de transmission sous test.



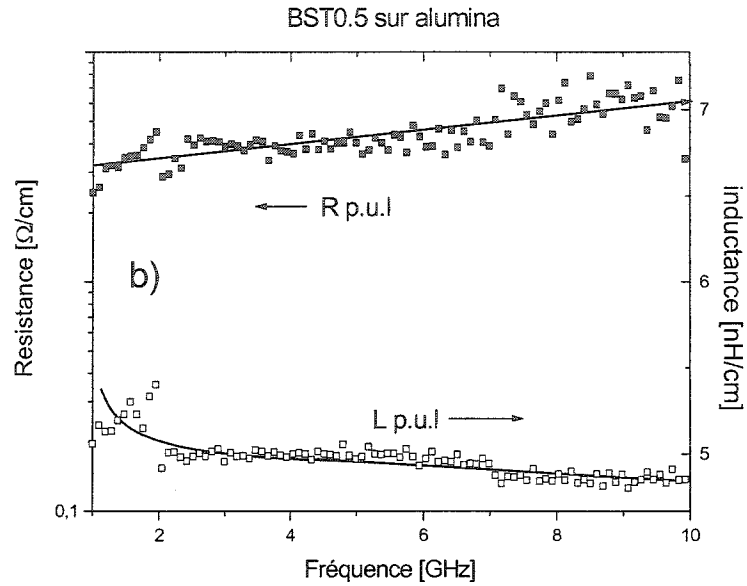


Figure 2-6 Paramètres RGLC en fonction de la fréquence : a) C et G. b) R et L

Nous avons présenté une méthode expérimentale d'extraction des paramètres RLGC d'une ligne de transmission quasi-TEM, basée sur les mesures indépendantes de sa constante de propagation et de son impédance caractéristique. Malheureusement, la précision obtenue demeure faible compte tenu des erreurs commises sur γ et Z_c .

Les paramètres RLGC d'une ligne de transmission permettent aussi de mesurer séparément les pertes diélectriques et ohmiques dans la ligne. Ainsi, $R/\omega L$, définit la mesure adimensionnelle des pertes ohmiques, et $G/\omega C$ définit celle des pertes diélectriques. La figure 2.7 montre les pertes diélectriques et ohmiques pour une ligne CPW fabriquée en BST sur un substrat d'alumine. Nous constatons d'après la figure que les pertes ohmiques dominent les pertes diélectriques au dessous de 6 GHz. Mais en deçà de cette fréquence, les pertes diélectriques deviennent visiblement dominantes, ce qui augmente la sensibilité à l'extraction des propriétés diélectriques séparément de l'influence du métal.

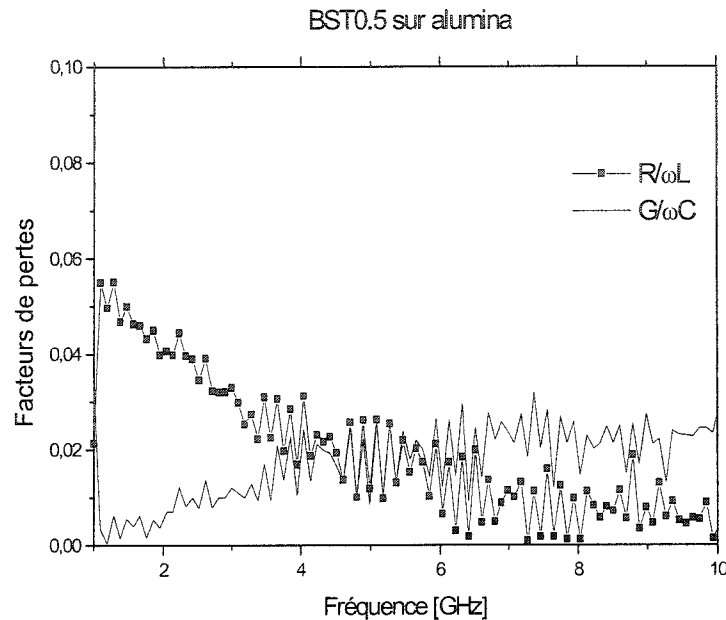


Figure 2-7 Pertes diélectriques et ohmiques en fonction de la fréquence.

2.5. Modèle CPW : la cellule de mesure

La technologie coplanaire repose sur des structures où le plan de masse et le conducteur central sont situés sur la même face du substrat (figure 2.8). La raison pour laquelle nous avons choisi un guide d'onde coplanaire (CPW) pour caractériser le BST est motivée par la topologie particulière des lignes de champ électrique dans ce genre de structures. La configuration coplanaire provoque l'extension des lignes de champ électrique dans tout l'espace situé sous les conducteurs augmentant ainsi la sensibilité vis-à-vis du substrat. De plus, la majorité du champ électrique serait confiné dans le substrat de plus haute permittivité quand ce dernier se trouve directement au dessous des conducteurs. Un autre avantage est la faible dispersion qui caractérise généralement les lignes coplanaires. A cela, il convient d'ajouter aussi, la souplesse de conception liée à la possibilité de réaliser une même impédance caractéristique avec différents facteurs de forme. Finalement, il s'agit d'une structure particulièrement adaptée pour l'étude ou

l'exploitation du phénomène de polarisation dans les matériaux ferroélectriques en appliquant des tensions raisonnablement faibles par rapport aux patchs.

Le seul désavantage des lignes CPW est lié au besoin d'utiliser parfois des ponts suppressifs de mode parasites, ce qui exige une étape supplémentaire dans le processus de fabrication. A ceci, il faut signaler la pauvreté des bibliothèques de modèles présents dans les logiciels de simulation de circuits courants, notamment en ce qui concerne les configurations multicouches.

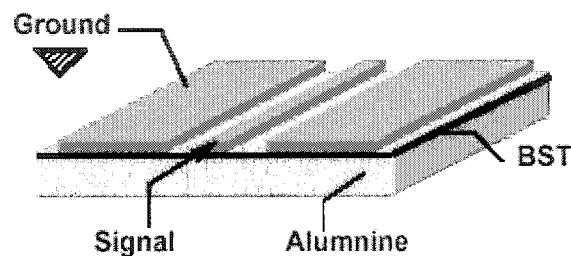


Figure 2-8 Ligne CPW fabriqué en BST sur Alumina

2.5.1. Analyse théorique d'un guide coplanaire

La méthode classiquement utilisée pour modéliser les guides d'onde coplanaires est la transformation conforme [39]. L'approche permet de calculer analytiquement la capacité linéique de la structure en transformant sa section transversale en une section droite équivalente à une structure de capacité à plans parallèles à l'aide des transformations de Schwartz-Christoffel. Il s'agit d'une approche quasi-statique qui permet d'obtenir des formules analytiques simples pour la capacité. Sa validité est limitée à des fréquences pour lesquelles la dimension transverse de la structure est faible par rapport à la longueur d'onde dans le guide. Ainsi, on adopte comme règle générale $w+2s \leq \lambda_g/10$. Autrement, le mode fondamental devient dispersif à cause de l'apparition d'autres modes supérieurs, et le modèle quasi-statique devient insuffisant pour prédire les

paramètres de la ligne. Dans ce cas, une analyse en onde complète est nécessaire pour tenir compte des modes hybrides.

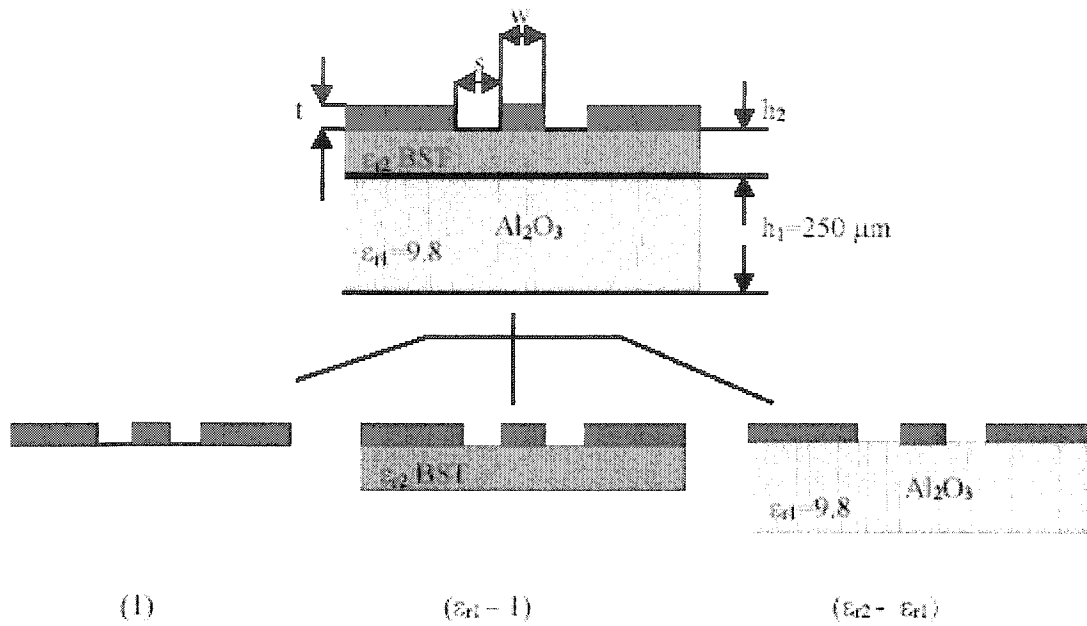


Figure 2-9 Principe de superposition

L'analyse commence par l'application du principe de superposition pour calculer la capacité totale de la ligne CPW. L'espace transverse de la structure (figure 2.9) est divisé en plusieurs domaines diélectriques homogènes là où le champ électrique est supposé être confiné. Chaque domaine est caractérisé par sa constante diélectrique et son hauteur équivalentes. De cette façon, la capacité de chaque domaine partielle est déterminée séparément, et la capacité totale est la somme algébrique de toutes les capacités partielles. Les conditions qui s'imposent à cette formulation supposent que les conducteurs soient parfaits et d'épaisseur nulle, et que le champ électrique soit tangentiel à toutes les interfaces diélectriques (i.e. condition de mur magnétique). La première condition exige une correction empirique des dimensions de la ligne si l'on veut considérer l'influence d'une épaisseur finie, t , du conducteur [40, p. 278]. La condition de mur magnétique (PMC) est valable uniquement pour des configurations où $\epsilon_{r1} \ll \epsilon_{r2}$ et ce indépendamment de h_2 .

D'après le principe de superposition, la capacité totale C_{CPW} d'un guide coplanaire a deux couches diélectriques est donné par la somme des capacités partielles C_1 , C_2 , et C_{AIR} de trois régions tel qu'indiqué sur la figure 2.9 :

$$C_{CPW} = C_1 + C_2 + C_{AIR} \quad (2.24)$$

C_1 et C_2 , sont les capacités partielles traduisant les contributions des régions de permittivités équivalentes $(\epsilon_{r1}-1)$ et $(\epsilon_{r2}-\epsilon_{r1})$ respectivement. C_{AIR} est la capacité partielle de la ligne CPW suspendu dans l'air. Les expressions de C_1 , C_2 et C_{AIR} sont :

$$C_i = 2\epsilon_0\epsilon_i \frac{K(k_i)}{K(k_i^*)}, \quad i = 1, 2 \quad (2.25a)$$

avec :

$$\epsilon_1 = \epsilon_{r1} - 1 \quad (2.25b)$$

$$\epsilon_2 = \epsilon_{r2} - \epsilon_{r1} \quad (2.25c)$$

et :

$$C_{AIR} = 4\epsilon_0 \frac{K(k_0)}{K(k_0^*)} \quad (2.26)$$

La capacité totale C_{CPW} p.u.l. est la somme des trois capacités :

$$C_{CPW} = 2\epsilon_0\epsilon_{eff} \frac{K(k_0)}{K(k_0^*)} \quad (2.27)$$

Les modules des intégrales elliptiques complet de première espèce $K(k_i)$ sont donnés par :

$$k_0 = \frac{w}{w + 2s} \quad (2.28a)$$

$$k_i = \frac{\sinh(\frac{\pi w}{4h_i})}{\sinh(\pi \frac{w+2s}{4h_i})}, \quad i = 1, 2 \quad (2.28b)$$

Avec $k_i^* = \sqrt{1-k_i^2}$, et $h_i = \sum_{j=i}^2 h_j$ pour $i=1,2$.

a. Permittivité effective et impédance caractéristique

L'approximation quasi-TEM assume que le mode de propagation dans la ligne est un mode TEM pur. Les paramètres de la ligne sont donc calculés à partir des capacités électrostatiques C_{CPW} et C_{AIR} . On définit la permittivité effective comme suit :

$$\varepsilon_{eff} = \frac{C_{CPW}}{C_{AIR}} \quad (2.29)$$

L'impédance caractéristique est calculée à partir de C_{CPW} et de ε_{eff} tel que :

$$Z_0 = \frac{1}{c C_{AIR} \sqrt{\varepsilon_{eff}}} \quad (2.30)$$

(2.29) s'écrit encore :

$$\varepsilon_{eff} = 1 + q_1(\varepsilon_{r1} - 1) + q_2(\varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1}) \quad (2.31)$$

et (2.30) devient :

$$Z_0 = \frac{30\pi}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \frac{K(k_0^*)}{K(k_0)} \quad (2.32)$$

avec les facteurs de remplissage q_i donnés par :

$$q_i = \frac{1}{2} \frac{K(k_i)}{K(k_i^*)} \frac{K(k_0^*)}{K(k_0)}, \quad i=1, 2. \quad (2.34)$$

Un autre cas intéressant est celui d'une structure CPW ayant une seule couche diélectrique infiniment épaisse, $h_1 \rightarrow \infty$, et $\epsilon_{r2} = \epsilon_{r1}$. L'équation (2.31) devient alors :

$$\epsilon_{eff} = \frac{1}{2}(1 + \epsilon_{r1}) \quad (2.35)$$

Formule largement utilisée dans la conception des lignes coplanaires monocouche. La précision sur cette approximation dépend évidemment de l'épaisseur du substrat, qui doit être supérieur au double de la largeur de la fente s . Autrement, la déviation par rapport à (2.35) est de 10% à 15% [41]. Dans ce cas, il convient d'utiliser l'équation (2.31) et d'imposer la condition $\epsilon_{r2} = \epsilon_{r1}$.

Dans le cas des couches minces, $h_2 \rightarrow 0$, le module des intégrales elliptiques, k , prend des valeurs extrêmes, $k \rightarrow 0$, ou $k \rightarrow 1$. Cette situation crée des instabilités numériques dans le calcul des ratios $\frac{K(k_i)}{K(k_i^*)}$. Pour éviter le problème où w et s sont grands devant h_2 , nous utilisons les formules asymptotiques suivantes [42]:

$$\frac{K(k)}{K(k^*)} \cong \frac{1}{\pi} \ln \left(\frac{4(1+k)}{1-k} \right) ; \quad 1/\sqrt{2} \leq k \leq 1 \quad (2.36a)$$

$$\frac{K(k)}{K(k^*)} \cong \frac{\pi}{\ln \left(4 \frac{1+k^*}{1-k^*} \right)} ; \quad 10^{-5} \leq k \leq 1/\sqrt{2} \quad (2.36b)$$

$$\frac{K(k)}{K(k^*)} \cong \frac{\pi}{2 \ln(4/k)} ; \quad 0 \leq k \leq 10^{-5} \quad (2.36c)$$

b. Calcul des pertes diélectriques et ohmiques

Les lignes de transmission planaires présentent trois types de pertes : diélectriques, ohmiques, et les pertes par radiation. Leurs influences sur le signal sont généralement quantifiées par le coefficient d'atténuation. Ce dernier est fonction de la géométrie de la ligne, du substrat, de la métallisation et de la fréquence d'opération. Nous discuterons

plus loin de l'influence du choix de la géométrie sur le coefficient d'atténuation. Pour l'instant, nous allons établir les équations des coefficients d'atténuation relatifs aux pertes diélectriques et ohmiques dans les lignes coplanaires. Les pertes par radiation seront omises en raison de la complexité de leur analyse mais on y reviendra plus loin pour essayer de mieux les cerner.

Les pertes diélectriques :

Les pertes diélectriques sont engendrées par la tangente de pertes du substrat utilisé. Le coefficient d'atténuation diélectrique α_d pour une ligne de transmission quelconque est alors donné par l'équation :

$$\alpha_d = 91 \sqrt{\epsilon_{eff}} f(GHz) \tan \delta_{eff}, \quad \text{dB/m} \quad (2.37)$$

Où $\tan \delta_{eff}$ et ϵ_{eff} sont la tangente de pertes et la permittivité effectives respectivement.

Les pertes ohmiques :

La constante d'atténuation α_c due aux pertes ohmiques dans les conducteurs d'une ligne coplaire de largeur W et de fente S est donnée par [43] :

$$\alpha_c = 8.68 \frac{R_s b^2}{16 Z_c K^2(k_0)(b^2 - a^2)} \left[\frac{1}{a} \ln \left(\frac{2a}{\Delta} \frac{b-a}{b+a} \right) + \frac{1}{b} \ln \left(\frac{2b}{\Delta} \frac{b-a}{b+a} \right) \right], \quad \text{dB/m} \quad (2.38)$$

ou :

$$a = \frac{W}{2} \quad (2.39a)$$

$$b = \frac{W+2S}{2} \quad (2.39b)$$

$$\Delta = \frac{t}{4\pi e^\pi} \quad (2.39d)$$

avec $k_0 = a/b$ le module de l'intégrale elliptique, t l'épaisseur de métallisation et Z_c l'impédance caractéristique de la ligne. Le terme R_{sm} représente l'impédance de surface du métal :

$$R_{sm} = \omega \mu_0 t \operatorname{Im} \left(\frac{\cot(k_c t) + \csc(k_c t)}{k_c t} \right) \quad (2.40)$$

ou $k_c = \omega \sqrt{\mu_0 (\epsilon_0 - j \frac{\sigma}{\omega})}$; avec σ la conductivité du métal en Siemens/m.

2.5.2. Validation du modèle

Nous avons trouvé plusieurs références qui traitent de la caractérisation des lignes de transmission coplanaires et multicouches dans la littérature spécialisée. Nous avons comparé les résultats issus de notre modèle CPW aux résultats publiés dans la référence [44] pour différentes configurations géométriques. Les auteurs utilisent la méthode spectrale pour calculer les paramètres électriques d'une ligne coplaire bicouches. Il s'agit d'une structure à deux couches diélectriques ($\epsilon_{r1} = 10$ et $\epsilon_{r2} = 20$) dont l'épaisseur de métallisation est considérée nulle. Les résultats ont été obtenus pour 1 GHz pour éviter l'effet de dispersion. Le tableau 2-1 résume cette comparaison.

Tableau 2-1 Comparaison entre notre modèle et la méthode spectrale [44].

W (μm)	S (μm)	Z (Ω) : Modèle CPW	Z (Ω) : Ref. [44]
60	20	61.82	62.01
	60	45.81	45.83
	120	37.73	37.67
100	20	70.56	70.60
	60	53.26	53.18
	120	44.09	43.90
200	20	83.77	83.24
	60	65.28	64.80
	120	54.87	54.31

2.6. Étude paramétrique en fonction des paramètres physiques de la ligne

2.6.1. La distance inter-masse

La distance inter-masse ($d=w+2s$) est un paramètre important pour la propagation. En effet, afin d'éviter la propagation de modes parasites, la distance d doit rester faible devant la longueur d'onde dans le diélectrique, la contrainte généralement appliquée est $\lambda_g/10$. En augmentant la contrainte sur d ($\lambda_g/20$), nous pouvons alors négliger les pertes par rayonnement.

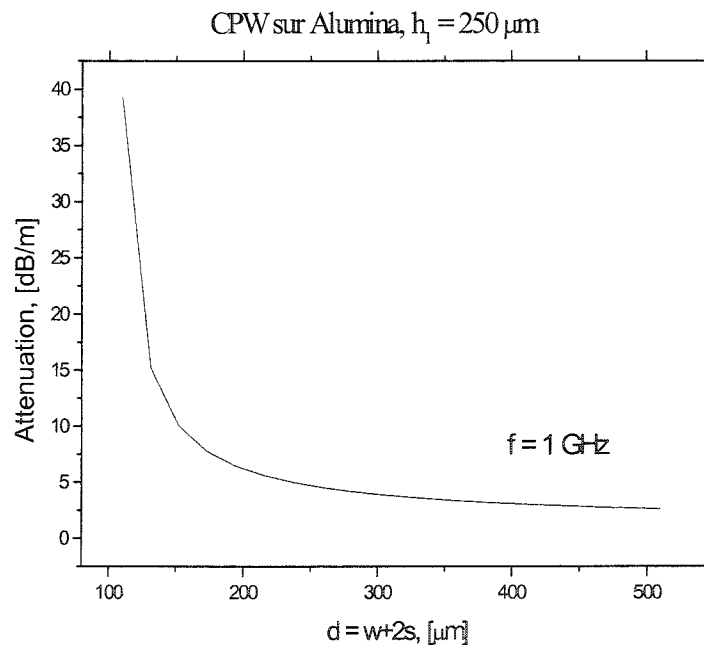


Figure 2-10 Évolution de l'atténuation en fonction de la distance inter-masse $d=w+2s$.

Si la première contrainte ($\lambda_g/10$) suffit à minimiser la dispersion des lignes coplanaires, elle n'est pas le seul critère pour déterminer la distance inter-masse optimale. En effet, d'après la figure 2.10, on peut constater que l'atténuation dépend aussi de la distance

inter-masse. L'atténuation est inversement proportionnelle à la distance $w+2s$. Il en résulte que d doit être le plus proche possible d'une valeur maximale $d_{\max}$.

2.6.2. Le rapport w/d

Une fois la distance inter-masse fixée, nous nous intéressons à l'influence du rapport w/d . Ce rapport w/d va être prépondérant dans le choix de l'impédance caractéristique de la ligne.

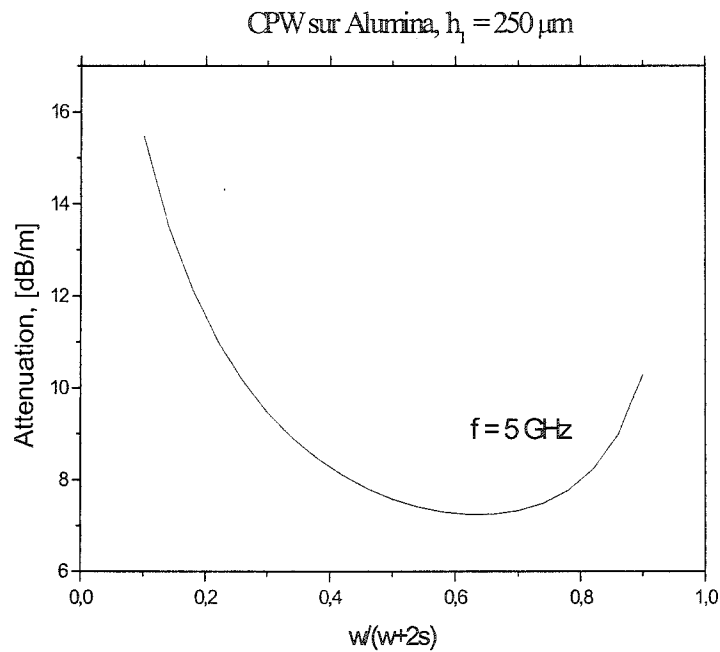


Figure 2-11 Évolution de l'atténuation en fonction du rapport w/d .

D'après la figure 2.11 nous pouvons constater que, conformément à ce que nous avons annoncé précédemment, plus la distance inter-masse d est élevée et plus l'atténuation est faible. Afin de minimiser cette atténuation il est préférable de fixer w dans un intervalle entre $0.5d$ et $0.7d$.

2.6.3. L'épaisseur de métallisation, t

L'épaisseur de métallisation influe fortement sur l'atténuation de la ligne, mais aussi sur l'impédance caractéristique et la permittivité effective. En effet, plus l'épaisseur du métal est élevée, plus la capacité de la ligne augmente et plus le champ électromagnétique est confiné dans les fentes. L'énergie se propage essentiellement dans l'air entraînant par conséquent une diminution de Z_c et de ϵ_{eff} . D'après la figure 2.12, on remarque que les pertes évoluent proportionnellement à $1/t$. Afin de minimiser les pertes ohmiques, il est donc nécessaire de choisir une épaisseur de métallisation qui soit la plus grande possible. Néanmoins, il est nécessaire que $t \geq 3\delta$ (i.e. δ l'épaisseur de peau) [45].

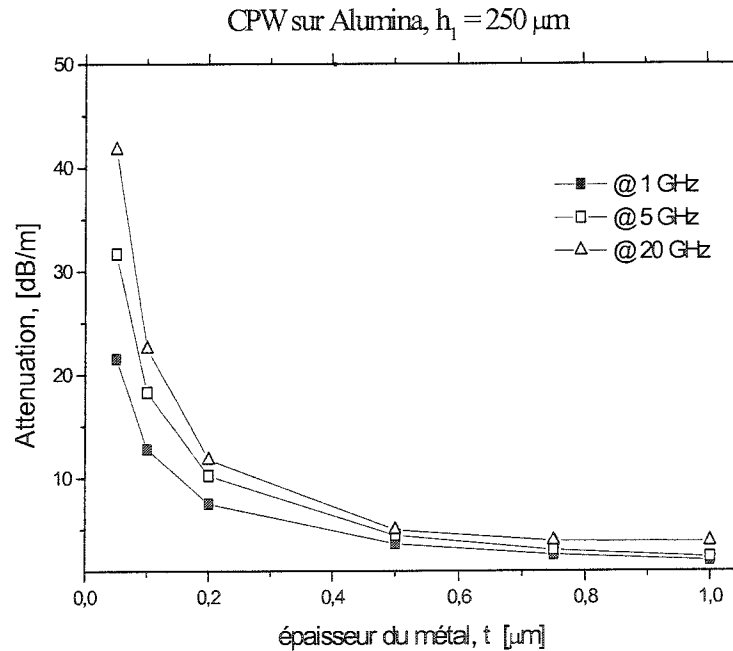


Figure 2-12 Constante d'atténuation en fonction de l'épaisseur de métallisation, t

Compte tenu des observations faites précédemment, les dimensions optimales d'une ligne CPW fabriquée en alumina doit donc suivre les règles suivantes :

- Pour $d \leq \lambda_g/20$ avec $\lambda_g = (c/f\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}) \cong 7 \text{ mm @ } 20 \text{ GHz} \rightarrow d_{\text{max}} \cong 350 \mu\text{m}$

- Pour $w/d : 0.5 \cdot d_{max} \leq w \leq 0.7 \cdot d_{max}$

Les dimensions des lignes coplanaires choisies sont donc : une distance inter-masse $d=340 \mu\text{m}$ correspondant à une largeur de ruban $w=240 \mu\text{m}$ et une largeur de fente s de $100 \mu\text{m}$.

2.7. Problème inverse : Constante diélectrique et tangente de pertes du BST

Dans cette partie, la relation explicite liant la permittivité relative ϵ_2 du matériau sous test (MUT) à la permittivité effective mesurée, est tout d'abord présentée. La constante diélectrique et la tangente de pertes de notre MUT sont ainsi extraites de ϵ_2 quant la permittivité effective tient compte des pertes. L'approche élaborée est ensuite validée en déterminant la constante diélectrique d'un matériau diélectrique aux caractéristiques connues.

2.7.1. Expression de ϵ_2 en fonction de ϵ_{eff}

L'extraction de ϵ_2 à partir de (2.31) mène généralement à des résultats peu exactes à cause des erreurs souvent associées à la mesure de la constante de propagation. De plus, dans cette formulation, les pertes ohmiques peuvent à peine être dissociées de la tangente de pertes effective. Afin de surmonter ce problème, nous employons une formulation alternative dans laquelle les pertes ohmiques sont complètement éliminées. Dans ce but, nous définissons une ligne test (figure 2.8), et une ligne de référence, qui est identique à la ligne test, mais sans le film de BST. En termes des paramètres RGLC, la constante de propagation de la ligne de référence est donnée par :

$$\gamma^{REF} = \sqrt{(R + j\omega L)(G_{REF} + j\omega C_{REF})} \quad (2.41)$$

De même pour la ligne de test, γ^{TEST} s'écrit:

$$\gamma^{TEST} = \sqrt{(R + j\omega L)(G_{TEST} + j\omega C_{TEST})} \quad (2.42)$$

Ici le facteur $R + j\omega L$ est identique pour les deux dispositifs puisque les deux sont fabriqués avec le même métal de même épaisseur. On observe donc que l'équation :

$$\frac{\varepsilon_{eff}^{TEST} - \varepsilon_{eff}^{REF}}{\varepsilon_{eff}^{REF}} = \frac{(G^{TEST} - G^{REF}) + j\omega(C^{TEST} - C^{REF})}{G^{REF} + j\omega C^{REF}} \quad (2.43)$$

est indépendante des pertes ohmiques.

Dans le cadre du modèle CPW, le côté gauche de (2.43) est donné par l'expression :

$$\frac{\varepsilon_{eff}^{TEST} - \varepsilon_{eff}^{REF}}{\varepsilon_{eff}^{REF}} = \frac{q_2(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{1 + q_1(\varepsilon_1 - 1)} \quad (2.44)$$

En effet, ε_2 peut être calculée à partir de (2.44), pour laquelle, au contraire de (2.31), le côté gauche de l'égalité ne dépend pas des pertes dans le métal. La tangente de pertes et la constante diélectrique du BST seront définis des lors à partir des parties réelle et imaginaire de ε_2 .

2.7.2. Validation du problème inverse

Nous avons constaté que la méthode différentielle, utilisant (2.44), donne des résultats plus reproductibles et plus précis que la méthode directe, utilisant (2.31). Afin de vérifier la précision de ces méthodes, nous avons utilisé les paramètres S résultant d'une simulation avec Hp-Momentum pour des lignes CPW de test et de référence, au lieu des mesures réelles. Pour la ligne de test, nous avons choisi un film BST d'épaisseur 1.2 μm , avec $\varepsilon_2 = 600$, et $\tan\delta_2 = 0.05$. La ligne de référence est une ligne coplanaire fabriquée sur un substrat d'alumine uniquement. Les pertes ohmiques ont été prises en considération en assumant la conductivité habituelle du cuivre. Les résultats sont montrés dans la figure 2.13.

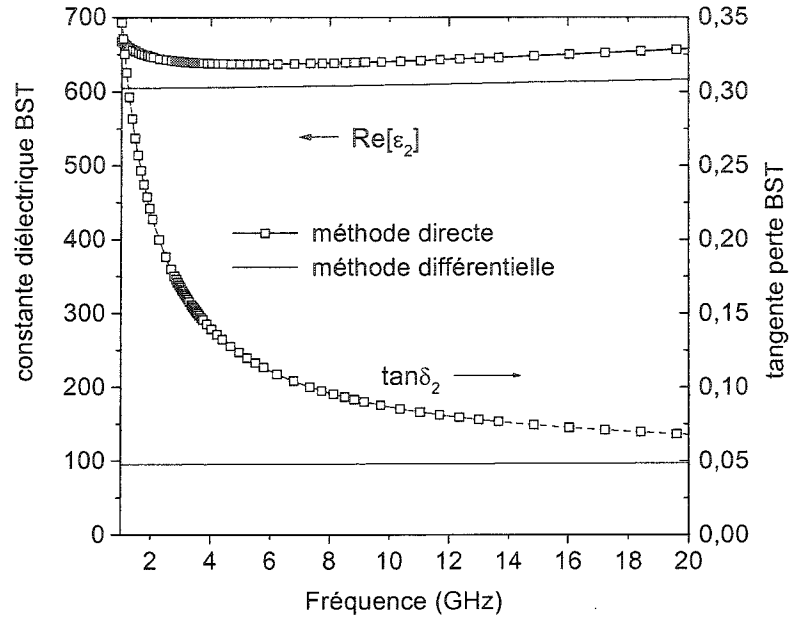


Figure 2-13 Simulations Hp-Momentum de ϵ_r et $\tan\delta$ du BST.

On observe que les résultats de la méthode différentielle sont proches des valeurs initiales utilisées dans les simulations, tandis que la méthode directe rapporte des déviations substantielles. L'erreur associée à ϵ_2 est de moins de 3 % pour la méthode différentielle tandis qu'elle est plus de 9 % pour la méthode directe. De plus, avec la méthode directe, la tangente de pertes est toujours supérieure à la valeur d'entrée 0.05, et montre une décroissance plus accrue en raison de l'effet de peau en basse fréquence.

2.8. Application à la caractérisation du BST hors tension

2.8.1. Mesure de la constante de propagation complexe

La figure 2.14 montre la variation en fonction de la fréquence, de la constante de propagation normalisée, γ/k_0 (où $\gamma=\alpha+j\beta$), obtenu à partir de (2.10) pour les trois épaisseurs de film considérées. On constate que les parties réelles et imaginaires de

γ augmentent avec l'épaisseur du fait de la pénétration des champs dans les films. La partie imaginaire de la constante de propagation, β/k_0 , est constante sur toute la gamme de fréquence d'intérêt. Cependant, à des fréquences plus élevées, β/k_0 commence à décroître abruptement (non montré dans figure 2.14). Ce comportement est typique à l'étalonnage TRL, qui est singulier aux fréquences correspondant à 0° ou à 180° . Pour la différence de longueur entre le Thru et le Ligne considérée ici (3 millimètres), cette fréquence est près de 17 GHz pour $\varepsilon_2 = 600$ avec une épaisseur de film de $0,8 \mu\text{m}$ ($\varepsilon_{\text{eff}} = 8$). La partie réelle α/k_0 , est légèrement indépendante de la fréquence au delà de 6 GHz. La décroissance rapide observée en basses fréquences rappelle le comportement typique de l'inductance interne des conducteurs de la ligne. A ces fréquences, la profondeur de peau est plus grande que l'épaisseur du métal et les pertes ohmiques sont importantes. Les pertes diélectriques deviennent dominantes à des fréquences plus élevées, une fois l'effet de peau est établi.

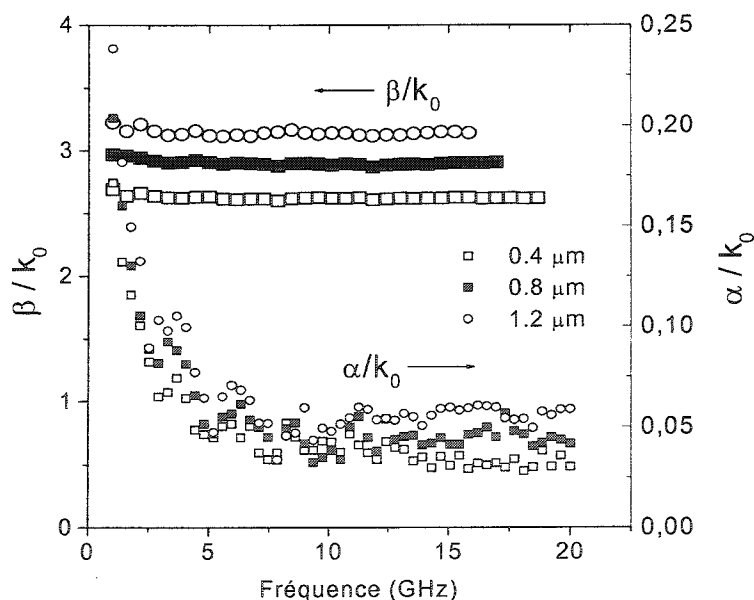


Figure 2-14 $\text{Re}[\gamma]$ et $\text{Im}[\gamma]$ mesurées en fonction de la fréquence.

2.8.2. Constante diélectrique et tangente de pertes du BST

La figure 2.15 rapporte la variation de la permittivité et de la tangente de pertes du BST pour différentes épaisseurs du film, et en fonction de la fréquence. Les résultats sont obtenus à partir des mesures de la constante de propagation, et en utilisant (2.44).

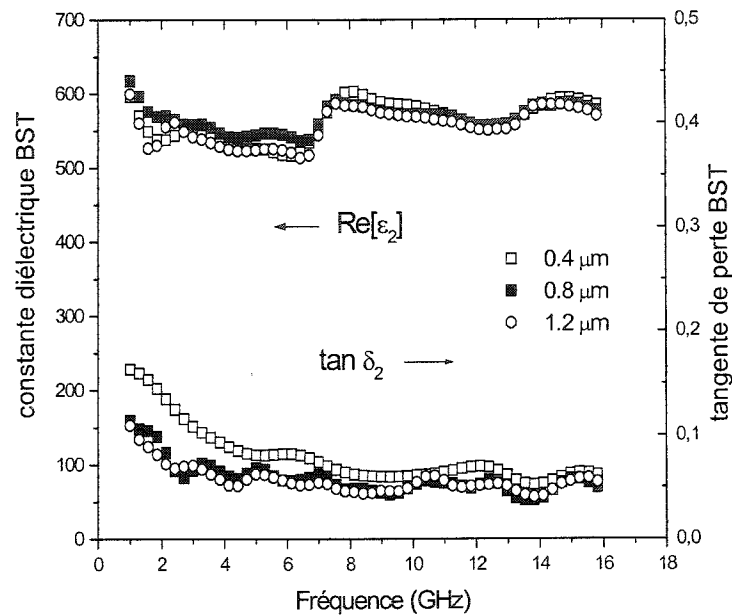


Figure 2-15 Extraction ϵ_r et $\tan\delta$ du BST en fonction de la fréquence.

La constante diélectrique et la tangente de pertes varient légèrement avec la fréquence et exhibent une variation de moins de 10 % pour les différentes épaisseurs de film considérées. Ceci indique que la qualité du film ne dépend pas de manière significative de l'épaisseur. La constante diélectrique est obtenue autour de 560 et la tangente de pertes est près de 0.05. La légère décroissance de la tangente de pertes en basse fréquence a peu à voir avec les pertes ohmiques puisque l'erreur due au terme $R+jL\omega$ n'apparaît pas dans (2.43). Une explication possible pourrait être l'effet d'onde lente [46] qui est généralement important en basse fréquence dans le genre de configuration où la couche diélectrique supérieure présente une permittivité très élevée. Mais ce phénomène

disparaît rapidement en haute fréquence une fois l'effet de peau établi. Ceci dit, la décroissance de $\tan\delta$ avec la fréquence est beaucoup moins prononcé ici qu'avec la méthode directe.

2.9. Conclusion

Une méthode de caractérisation des propriétés diélectriques du BST en couche mince a été présentée dans ce chapitre. Le modèle développé utilise un guide d'onde coplanaire comme dispositif expérimental et s'appuie sur la méthode de la transformation conforme pour mesurer la constante diélectrique et la tangente de pertes des films étudiés pour différentes épaisseurs.

La méthode présentée comporte deux étapes :

D'abord, la mesure de la constante de propagation par la méthode d'étalonnage TRL permet de calculer la permittivité effective de la ligne coplanaire sous test. La même mesure permet aussi de déterminer l'impédance caractéristique de la ligne ainsi que ces paramètres RGLC.

Ensuite, l'application de la transformation conforme permet de relier la permittivité effective qu'on vient de mesurer à la permittivité complexe des films de BST étudiés.

Ainsi, les constantes diélectriques obtenus sont entre 500 et 600 et les tangentes de pertes entre 0.05 et 0.07 avec une majorité d'entre eux concentrées autour de 0.055. Ces valeurs ont été déterminées en considérant les asymptotes en hautes fréquences de ϵ_r et de $\tan\delta$.

De plus, aucune influence de l'épaisseur des films sur leurs propriétés diélectriques n'a été observée.

Dans le chapitre qui suit, nous allons enfin compléter la caractérisation des couches minces de BST en mesurant une importante propriété des matériaux ferroélectriques :

l'accordabilité, qui est la variation de la permittivité diélectrique sous l'effet d'un champ électrique externe.

CHAPITRE 3

MODÈLE IDC POUR LA CARACTERISATION SOUS TENSION

3.1. Introduction

De façon général, deux types de dispositifs expérimentales peuvent être utilisés pour mesurer l'accroissabilité d'un matériau ferroélectrique sous l'effet d'un champ électrique externe : les capacités de type horizontale, et les capacités de type verticale.

L'étude des caractéristiques diélectriques des couches minces ferroélectriques peut alors s'opérer de deux façons différentes : premièrement, il est possible de les déposer sur une électrode métallique ou oxyde de façon à réaliser un condensateur de type verticale. Le ferroélectrique se trouve donc placé entre les deux électrodes. Le problème majeur est de trouver l'électrode résistante aux conditions de dépôt du film. Les électrodes métalliques ne permettent pas une bonne orientation des couches ferroélectriques et ne supportent pas en général des températures de dépôts supérieures à 700 °C. De plus, l'augmentation de la surface d'électrode ne fait qu'amplifier les phénomènes de pertes et rendre la caractérisation diélectrique plus difficile. Deuxièmement, on étudie les couches de $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ déposées sur un substrat non conducteur. La possibilité d'utiliser des substrats mieux adaptés que les électrodes conductrices permet la croissance du BST dans de meilleures conditions. Ce qui fait des capacités horizontales beaucoup plus faciles de fabriquer.

Notre choix s'est arrêté donc sur les capacités horizontales. Ce type de capacité est généralement de configuration coplanaire interdigitée. La capacité étant réalisée directement sur la surface du film de BST. De plus, l'écart entre électrodes, plus étroit dans cette configuration, permet au champ électrique d'être fortement concentré entre

les doigts de la capacité. Ce qui permet de mesurer l'accordabilité de la constante diélectrique du film sous test avec une meilleure sensibilité en utilisant des tensions de polarisation de quelques dizaines de volt uniquement.

La figure 3.1 montre la géométrie typique d'une capacité interdigitée fabriquée en BST. L'accordabilité dans ce genre de circuit s'obtient par l'application d'une tension de polarisation en courant continu aux bornes des électrodes de la capacité, qu'on fait varier afin d'obtenir la réponse électrique souhaitée.

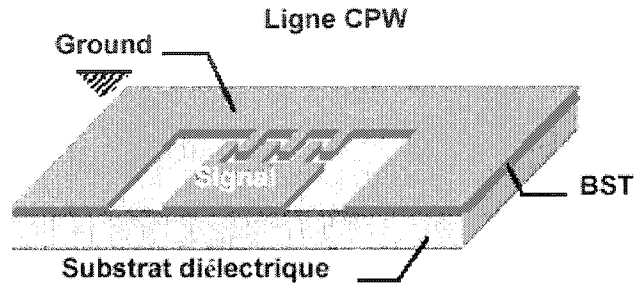


Figure 3-1 Capacité interdigitée (IDC) fabriquée en BST sur alumina Al_2O_3 .

3.2. Modèle IDC : la cellule de mesure

3.2.1. Analyse théorique d'une capacité interdigitée

L'analyse en onde complète des capacités interdigitées comprises dans des milieux stratifiés multicouches est une tâche complexe. Une analyse quasi-statique qui découle sur l'établissement de formules analytiques simples s'avère souvent suffisante pour l'étude des composants passifs en micro-ondes jusqu'à des fréquences assez élevées (quelques centaines de Gigahertz). Des formules analytiques de conception de capacités interdigitées ont été développées dans [47] pour des espacements et des largeurs d'électrodes égales, mais un modèle analytique complet a été esquissé par les auteurs dans [48]. La méthode utilisée par les auteurs est la *transformation conforme*. L'analyse

détaillée de son application aux structures IDC est fournit dans [48] et ne sera pas traitée ici, à l'exception de la partie concernant la formulation des équations de capacitances.

a. Calcul de la capacitance IDC

Soit une capacité interdigitée fabriquée sur un substrat bicouche tel qu'indiqué sur la figure 3.2. Les dimensions considérées sont aussi montrées sur la figure. Généralement, les grandeurs, s et g , sont considérés arbitraires et la capacité IDC est considérée à terminal infini. Les constantes diélectriques peuvent avoir des valeurs arbitraires et même complexes si on veut tenir compte des pertes. Les lignes de champ électrique pour le cas d'une structure de plus de trois doigts sont aussi dessinées sur la figure 3.2. Même si la symétrie du champ électrique n'est valide que dans le cas d'une structure infiniment longue sur sa direction transversale, nous assumons sa validité pour le cas ou le nombre d'électrodes est fini. Toutes les interfaces diélectriques sont remplacées par des murs magnétiques parfaits (PMC) d'après le principe de superposition [49]. De plus, la symétrie du problème permet de considérer des murs électriques parfait (PEC) aux lieux de tous les plans de symétrie du champ électrique et des murs magnétiques aux lieux de tous les milieux géométriques des électrodes.

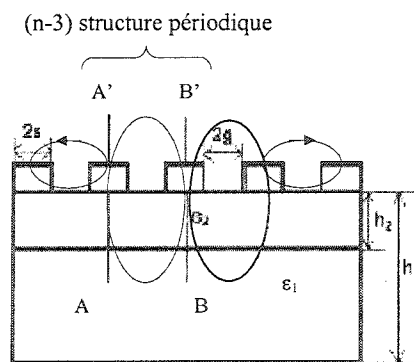


Figure 3-2 Structure IDC à deux couches diélectriques.

Par ailleurs, en raison des murs magnétiques et électriques qu'on vient de définir, la capacitance totale d'une structure IDC avec un nombre de doigts $n \geq 4$, est définie comme la somme de trois capacitances : i) une capacitance partielle pour chaque groupe de trois doigts C_3 , ii) une capacitance pour chaque groupe périodique de $(n-3)$ doigts, C_n , se trouvant entre les murs magnétiques AA' et BB', et iii) d'une capacitance qui tient compte de l'effet de bord aux extrémités des doigts, C_{end} .

$$C = C_3 + C_n + C_{end} \quad (3.2)$$

D'après le principe de superposition, chaque capacitance est formée de la contribution de trois milieux diélectriques équivalents, i) l'air, ii) un diélectrique avec une permittivité équivalente $(\epsilon_1 - 1)$, et iii) un diélectrique avec une permittivité équivalente $(\epsilon_2 - \epsilon_1)$. Les hauteurs h_2 et h_1 sont utilisées avec les permittivités équivalentes $(\epsilon_2 - \epsilon_1)$ et $(\epsilon_1 - 1)$ respectivement.

b. Calcul de C_3

La capacitance du groupement des trois doigts, C_3 , dans le cas où les doigts externes sont à largeur finie est :

$$C_3 = 4\epsilon_0\epsilon_e^3 L \frac{K(k_{03})}{K(k_{03}^*)} \quad (3.3)$$

La permittivité effective est définie ici de la même façon que dans le chapitre 2 :

$$\epsilon_e^3 = 1 + q_{13} \left(\frac{\epsilon_1 - 1}{2} \right) + q_{23} \left(\frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{2} \right) \quad (3-4)$$

avec $q_{i3} = \frac{K(k_{i3}) K(k_{03}^*)}{K(k_{i3}^*) K(k_{03})}$ pour $i = 1, 2$.

Les modules des intégrales elliptiques sont donnés par :

$$k_{03} = \frac{s}{s+2g} \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{s+2g}{3s+2g}\right)^2}{1 - \left(\frac{s}{3s+2g}\right)^2}} \quad (3.5)$$

$$k_{i3} = \frac{\sinh\left(\pi \frac{s}{2h_i}\right)}{\sinh\left(\pi \frac{s+2g}{2h_i}\right)} \sqrt{\frac{\sinh^2\left(\pi \frac{3s+2g}{2h_i}\right) - \sinh^2\left(\pi \frac{s+2g}{2h_i}\right)}{\sinh^2\left(\pi \frac{3s+2g}{2h_i}\right) - \sinh^2\left(\pi \frac{s}{2h_i}\right)}} \quad (3-6)$$

avec $k_{i3}^* = \sqrt{1 - k_{i3}^2}$ pour $i=1,2$.

c. Calcul de C_n

La même analyse nous amène à établir l'expression de la capacitance C_n :

$$C_n = (n-3)\varepsilon_0\varepsilon_n^p L \frac{K(k_{0n})}{K(k_{0n}^*)} \quad (3.7)$$

avec :

$$\varepsilon_n^p = 1 + q_{1n} \left(\frac{\varepsilon_1 - 1}{2}\right) + q_{2n} \left(\frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{2}\right) \quad (3-8)$$

et $q_{in} = \frac{K(k_{in}) K(k_{0n}^*)}{K(k_{in}^*) K(k_{0n})}$ pour $i=1,2$.

$$k_{0n} = \frac{s}{s+2g} \quad (3.9)$$

$$k_{in} = \frac{\sinh\left(\pi \frac{s}{2h_i}\right)}{\sinh\left(\pi \frac{s+g}{2h_i}\right)} \sqrt{\frac{\cosh^2\left(\pi \frac{s+g}{2h_i}\right) - \sinh^2\left(\pi \frac{s+g}{2h_i}\right)}{\cosh^2\left(\pi \frac{s}{2h_i}\right) - \sinh^2\left(\pi \frac{s+g}{2h_i}\right)}} \quad (3-10)$$

d. Calcul de C_{end}

La capacité C_{end} vient tenir compte des effets de bords dus à la longueur fini des doigts. Elle s'écrit dans le cas d'un terminal à largeur infini comme suit:

$$C_{\text{end}} = 4ns(2+\pi)\epsilon_0\epsilon_{\text{e}}^{\text{end}} \frac{K(k_{0\text{end}})}{K(k_{0\text{end}}^*)} \quad (3.11)$$

avec :

$$\epsilon_{\text{e}}^{\text{end}} = 1 + q_{1\text{end}} \left(\frac{\epsilon_1 - 1}{2} \right) + q_{2\text{end}} \left(\frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{2} \right) \quad (3.12)$$

et $q_{i\text{end}} = \frac{K(k_{i\text{end}}) K(k_{0\text{end}}^*)}{K(k_{i\text{end}}^*) K(k_{0\text{end}})}$ pour $i = 1, 2$.

$$k_{0\text{end}} = \frac{x}{x+2g} \quad (3.13)$$

$$k_{i\text{end}} = \frac{\sinh\left(\pi \frac{s}{4h_i}\right)}{\sinh\left(\pi \frac{s+4g}{4h_i}\right)} \quad (3.14)$$

où $x = 0.5s$.

3.2.2. Validation du modèle

La référence [50] rapporte un grand nombre de résultats théoriques et expérimentaux pour une IDC monocouche. Nous utilisons cette référence pour dresser une comparaison avec les résultats issus de notre modèle. Il s'agit d'une structure dont les paramètres modales sont : $l = 100 \mu\text{m}$, $2s = 2g = 10 \mu\text{m}$, $t = 5 \mu\text{m}$, $\epsilon_1 = 12.5$. Le tableau 3-1 montre les résultats obtenus par les auteurs dans [50] en comparaison avec ceux obtenus par notre modèle IDC pour plusieurs nombre de doigts. Nous pouvons constater que la concordance est assez satisfaisante.

Tableau 3-1 Comparaison de la capacitance IDC pour différent nombre de doigts.

Nombre de doigts, n	5	10	20	50
C [pF], théorie [19]	0.036	0.079	0.165	0.425
C [pF], mesure [19]	0.055	0.090	0.16	0.500
C [pF], cette méthode	0.0470	0.0942	0.182	0.454

De même, le tableau 3-2 résume les résultats publiés dans la référence [51] en comparaison avec ceux issues de notre modèle. La comparaison concerne l'étude de deux configurations monocouches différentes : CAP1 et CAP2, dont les paramètres sont : $n = 10$, $l = 254 \mu\text{m}$, $2s = 20 \mu\text{m}$, $2g = 4.8 \mu\text{m}$, $t = 1.5 \mu\text{m}$, $\epsilon_1 = 12.5$, $h_1 = 101 \mu\text{m}$, pour CAP1 ; et $2s = 12 \mu\text{m}$, $2g = 4.5 \mu\text{m}$, $n = 19$, pour CAP2. Le reste des paramètres de CAP2 sont identiques à ceux de CAP1. Nous pouvons vérifier là aussi que les résultats sont assez comparables faisant foi de la validité de notre modèle IDC.

Tableau 3-2 Comparaison de la capacitance IDC pour deux configurations différentes.

Reference	C [pF], CAP1	C [pF], CAP2
Mesure [20]	0.247	0.607
Simulation [20]	0.242	0.590
Notre méthode	0.278	0.510

3.3. Étude paramétrique en fonction des paramètres physiques de la ligne

3.3.1. L'épaisseur de métallisation t

Malheureusement, la transformation conforme suppose que les conducteurs sont d'épaisseur nulle. Dans la pratique, il n'en est rien. Pour tenir compte de l'effet de l'épaisseur de métallisation, Wheeler [49] a développé des approximations empiriques

qui modifient les dimensions originales des conducteurs ainsi que les distances les séparant. On appellera désormais ces nouveaux paramètres, les dimensions effectives, que l'on définit comme suit:

$$2s_{eff} = 2s + \frac{t}{\pi} \left[1 + \ln\left(\frac{8\pi s}{t}\right) \right] \quad (3.15a)$$

$$2g_{eff} = 2g - \frac{t}{\pi} \left[1 + \ln\left(\frac{8\pi s}{t}\right) \right] \quad (3.15b)$$

A titre indicatif, négliger l'épaisseur de métallisation, pourrait induire une erreur de 25% sur la valeur de la capacitance calculée par le modèle, pour une épaisseur de 1 μm . Cette erreur pourrait nuire fatalement à la mesure de la permittivité de notre MUT comme on le verra plus loin.

3.3.2. L'épaisseur de la couche ferroélectrique h_2

Nous allons étudier l'influence de l'épaisseur et de la constante diélectrique de la couche ferroélectrique sur la valeur de la capacitance d'une structure interdigitée bicouches avec la largeur des doigts, $2s$, comme paramètre. Les simulations seront effectuées en gardant $(2s+2g)$ constant puisque la largeur de la ligne coplanaire est de 240 μm et le nombre de doigts, $n = 12$. Les résultats seront obtenus pour la configuration suivante : $t = 0.58 \mu\text{m}$, $n = 12$, $(2s+2g) = 20 \mu\text{m}$, $\epsilon_2 = 500$, $\epsilon_1 = 9.8$, $h_1 = 250 \mu\text{m}$. Les figures 3.3a) et 3.3b) montrent la variation de la capacitance en fonction de l'épaisseur, h_2 , et de la largeur des doigts, $2s$.

En regardant la figure 3.3a), on constate que la capacitance C croît presque linéairement mais faiblement avec $2s$, avant d'atteindre une valeur limite ; 14 μm ici, là où dépendance devient exponentiel. Autrement dit, C varie peu avant 14 μm , même si on multiplie l'épaisseur de la couche ferroélectrique, h_2 , par un facteur de 4. Cela s'explique par le fait qu'en augmentant $2s$ (jusqu'à 14 μm), on fait diminuer aussi $2g$ (jusqu'à 6 μm), mais pas assez pour augmenter la valeur de C : i.e. C se comporte comme une fonction exponentielle négative de $2g$.

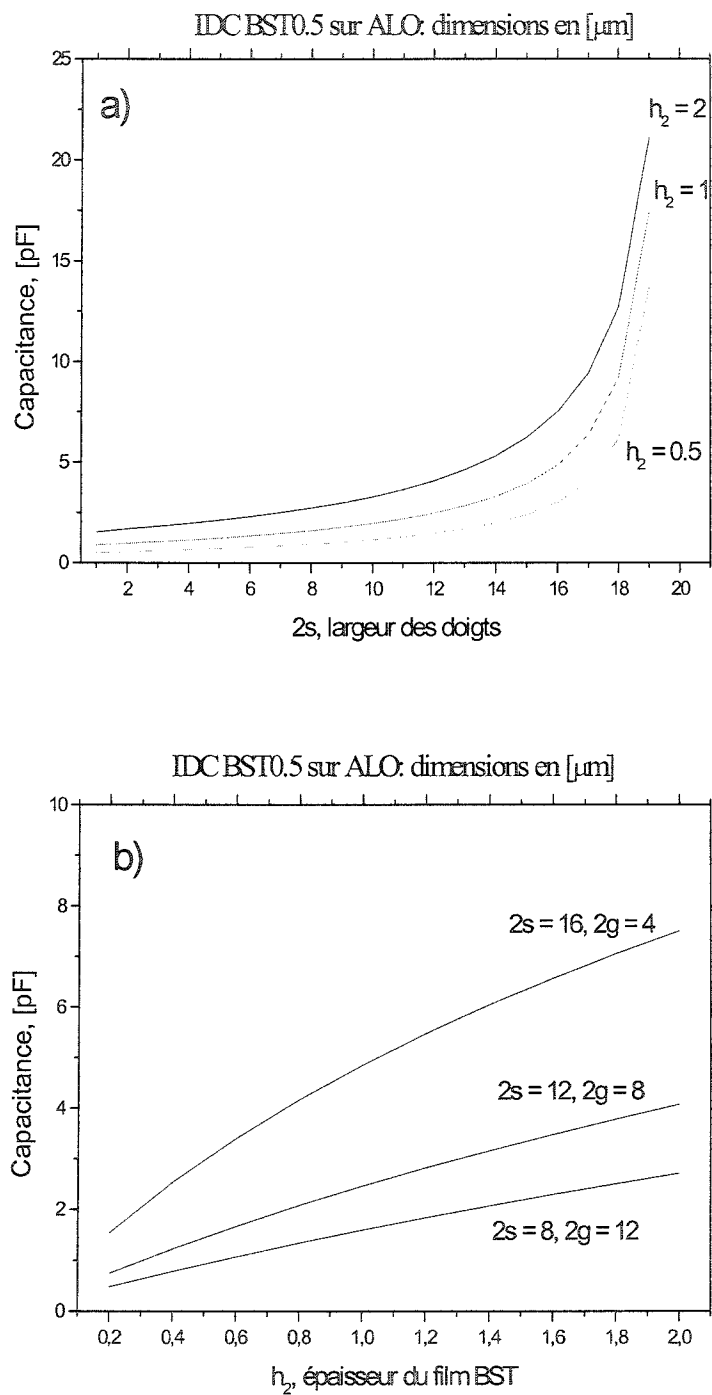


Figure 3-3 Capacitance IDC en fonction de : a) la fente, $2s$; b) l'épaisseur de la couche ferroélectrique, h_2

D'autre part, la figure 3.3b) montre que C croît presque linéairement avec h_2 sauf pour $2g = 4 \mu\text{m}$, où elle devient sigmoïde. Mais il existe une valeur limite de h_2 ($0.6 \mu\text{m}$) au dessous de laquelle C continue d'être linéaire avec h_2 . En regardant de près, en diminuant $2g$ d'un facteur de 3, C augmente presque 5 fois plus rapidement avec h_2 en bas de $0.6 \mu\text{m}$, et uniquement 2 fois après cette valeur. Ce qui veut dire qu'on peut toujours compenser l'effet d'une diminution de h_2 par une réduction de $2g$.

Ceci dit, une erreur de $1 \mu\text{m}$ (10 %) sur la largeur des doigts, $2s$, se traduit par une erreur de 10 % ou moins sur la capacitance ; indépendamment de h_2 si l'espacement entre doigts, $2g$, est supérieur à une valeur proche de $8 \mu\text{m}$. Dans le cas contraire, elle augmente de façon exponentielle et dépendamment de h_2 pour $2g \leq 8 \mu\text{m}$.

Nous pensons que les deux comportements observés sont le résultat de la pénétration du champ électrique dans une région de moindre permittivité (le substrat d'alumine). La profondeur de pénétration est reliée à l'espacement entre doigts, de telle manière qu'une augmentation de l'épaisseur de la couche ferroélectrique, ou une diminution de l'espacement entre doigts, entraîne une augmentation significative de la contribution de la couche ferroélectrique à la capacitance de l'IDC.

3.4. Problème inverse : Constante diélectrique et tangente de pertes du BST

En général, Le schéma équivalent d'un condensateur réel peut être représenté par un élément capacitif mis en parallèle avec un élément résistif correspondant aux pertes dans le matériau [52]. Il convient de rappeler, cependant, que la validité de cette représentation est limitée par l'hypothèse qui considère que les pertes diélectriques sont supérieures aux pertes ohmiques. Sinon, il faudrait utiliser un circuit équivalent RC en configuration série pour tenir compte des pertes ohmiques. Pour des dispositifs capacitifs de faibles pertes, l'un ou l'autre des deux modèles convient parfaitement du

fait que l'on obtient la même capacitance et le même facteur de qualité Q dans les deux cas.

Dans notre cas, la comparaison entre les facteurs de qualité obtenus pour des capacités fabriquées uniquement sur alumine (ALO) et des capacités fabriquées sur BST et ALO, a montré que le facteur de qualité dans le cas des capacités sans BST était largement supérieur à celui des capacités avec BST, confirmant ainsi la validité de notre choix de circuit équivalent. Autrement dit, il n'est pas nécessaire de considérer un circuit équivalent en série parce que les pertes diélectriques introduites par les films de BST sont plus importantes que les pertes ohmiques.

3.4.1. Expression de ε_2 en fonction de la capacitance IDC

On établit l'équation du problème inverse en réarrangeant l'expression de la capacitance IDC déterminée dans le paragraphe 3.2.1 de façon à exprimer la permittivité de la couche ferroélectrique en fonction de la capacitance, soit :

$$\hat{\varepsilon}_2 = \frac{C_{IDC} - \sum_{i=1}^3 C_i^* - \varepsilon_1 \sum_{i=1}^3 q_i}{\sum_{i=1}^3 q_i} \quad (3.15)$$

ou C_i^* étant les trois capacitances partielles au sens de la transformation conforme tel que décrit au paragraphe 3.2.1 pour une capacité IDC équivalente à l'originale mais sans couche ferroélectrique. Les trois facteurs de forme q_i sont par contre ceux de la structure originale (avec couche ferroélectrique). C_{IDC} et $\hat{\varepsilon}_2$ deviennent complexes si l'on tient compte des pertes diélectriques. On écrit alors la constante diélectrique et la tangente de pertes de la couche de BST comme suit:

$$\varepsilon_2 = \text{Re}[\hat{\varepsilon}_2] \quad (3.16a)$$

$$\tan \delta = \frac{\text{Re}[\hat{\varepsilon}_2]}{\text{Im}[\hat{\varepsilon}_2]} \quad (3.16b)$$

3.4.2. Validation du problème inverse : application au cas de l'alumine

Afin de vérifier la robustesse de notre méthode de caractérisation, un milieu diélectrique d'alumine est testé dans un premier temps.

Tableau 3-3 Mesure IDC sur alumine en fonction de l'épaisseur de métallisation.

échantillon	dimensions en μm				mesures en pF à 3GHz	
	L	2g	2s	t	C_r	C_i
M1a	320	10	10	0.3	0.215	0.01-0.011
M1b	320	10	10		(0.194)	
M2a	320	10	10	0.2	0.193	0.0136
M2b	320	10	10		0.214	0.016
M3a	320	11.5	8.5	0.11	0.212	0.03
M3b	320	11.5	8.5		(0.205)	0.032
M4a	320	10	10	0.6	0.189	0.0047-0.0048
M4b	320	10	10		cc	cc
M5a	320	12	8	0.41	0.247	0.010
M5b	320	12	8		0.205	0.008
M6a	320	11	9	0.75	0.195	0.0057
M6b	320	11	9		0.212	0.0057

Ainsi, une série de capacités interdigitées est fabriquée sur un substrat épais d'alumine et pour différentes épaisseurs de cuivre allant de 0.3 μm à 0.75 μm dans le but de vérifier aussi l'influence de l'épaisseur de métallisation sur l'extraction de la constante diélectrique et de la tangente de pertes de l'échantillon sous test. Les capacitances mesurées sont résumées dans le tableau 3-3.

Les résultats de mesure (figure 3.4) sont, aux erreurs expérimentales près, conformes à ceux attendus. Notons cependant qu'une épaisseur de 0.6 μm s'avère suffisante pour effectuer des mesure précises : i.e. moins de 2 % d'erreur sur la constante diélectrique à 0.6 μm . Au dessous de cette limite d'épaisseur, les résultats deviennent erronés en raison de la profonde pénétration des champs dans les conducteurs.

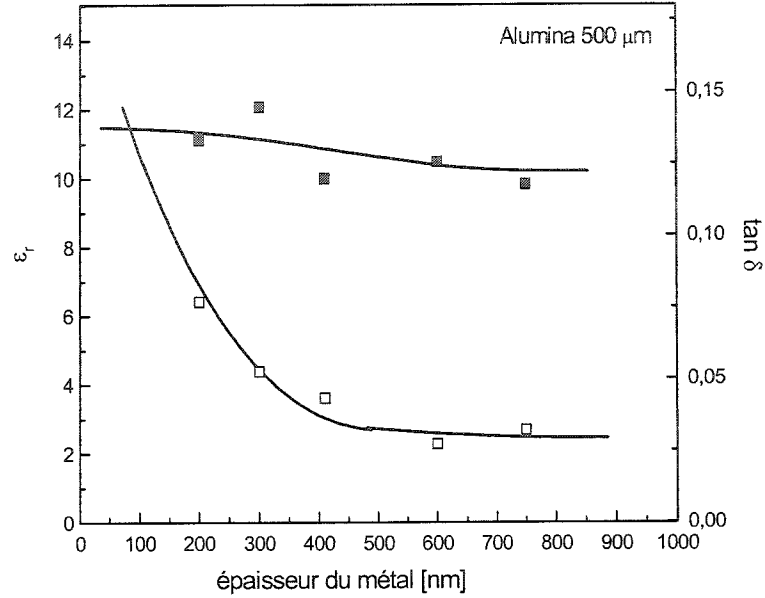


Figure 3-4 Mesure IDC sur alumine en fonction de l'épaisseur de métallisation.

3.5. Application à la caractérisation du BST sous tension

Une station de mesure sous pointes branchée à l'analyseur de réseau et muni d'une paire de sondes de types GSG-250P permet de mesurer les paramètres S aux ports de la capacité. L'étalonnage de l'appareil étant fait à l'aide d'un kit TRL fabriqué sur le circuit lui même. Grâce à la mesure du paramètre S_{11} , on a accès à l'admittance d'entrée à la capacité qui s'écrit :

$$Y = G + j\omega C = Y_0 \frac{1 - S_{11}}{1 + S_{11}} \quad (3.17)$$

avec Y_0 l'admittance de référence de l'analyseur. G, et C étant la conductance et la capacitance du condensateur IDC.

Ceci dit, il nous semble plus approprié de réécrire l'admittance Y comme suit :

$$Y = j\omega \hat{C} \quad (3.18)$$

avec :

$$\hat{C} = C - j \frac{G}{\omega} \quad (3.19)$$

avec $\text{Re}[\hat{C}]$, la capacitance réel C_{DC} , et $\text{Im}[\hat{C}] = -\frac{G}{\omega}$, ou G est la conductance.

L'insertion de $\hat{C}$ dans (3.15) permet d'extraire la constante diélectrique et la tangente de pertes de la couche de BST en utilisant (3.16a) et (3.16b).

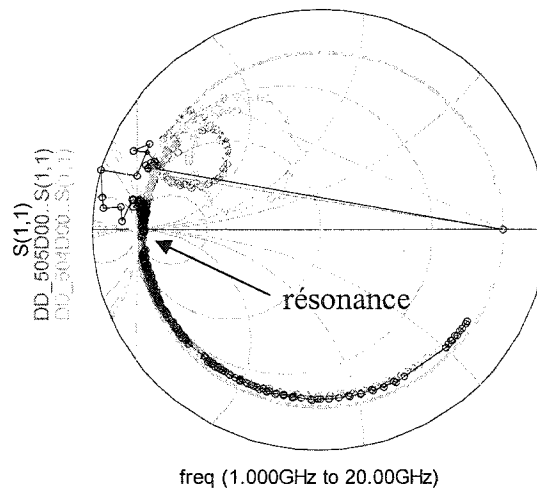


Figure 3-5 Coefficient de réflexion S_{11} pour différentes épaisseurs de BST.

Malheureusement, après la conception de nos circuits, on s'est aperçu qu'ils présentaient une résonance autour de 10 GHz tel qu'indiqué sur la figure 3.5. Ce phénomène de résonance survient quand la longueur d'onde guidée, λ_g , approche la longueur physique de la capacité ($320 \mu\text{m}$) et par conséquent l'approximation du circuit équivalent en terme d'éléments localisés devient invalide. Les fréquences de résonances f_r qui apparaissent sur la figure dépendent de l'épaisseur du film considéré : i.e. 13.5 GHz pour $0.4 \mu\text{m}$, et environ 11 GHz pour $0.8 \mu\text{m}$ et $1.2 \mu\text{m}$.

Ceci dit, il aurait fallu connaître à *a priori* la constante diélectrique du BST afin de pouvoir redimensionner correctement notre capacité. Pour l'instant, on va limiter l'étude à une gamme de fréquence bien en deçà de la fréquence de résonance. Soit une fréquence maximale de $f_r/4$: i.e. ~ 3 GHz pour couvrir toutes les épaisseurs du BST considérées. Au delà de cette fréquence, les mesures sont considérées inexploitable en raison de l'invalidité du modèle quasi-statique.

3.5.1. Mesure de la capacitance en fonction de la fréquence

La figure 3.6 montre la capacitance IDC en fonction de la fréquence, obtenue à partir de la mesure de S_{11} et de (3.17), pour les différentes épaisseurs de BST considérées. Aucune tension n'est appliquée à ce stade.

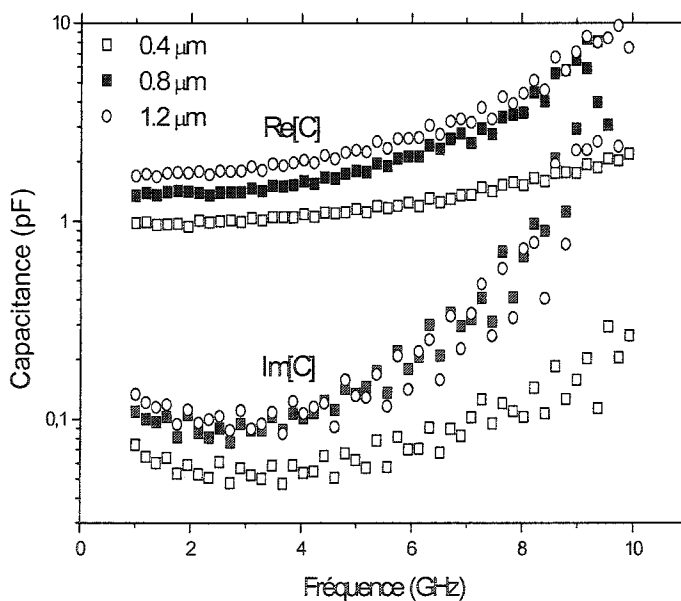


Figure 3-6 Caractéristiques IDC en fonction de la fréquence (hors tension).

Les deux parties réelle et imaginaire de la capacitance augmentent avec l'épaisseur témoignant d'une augmentation de la pénétration du champ électrique dans le film de BST. L'effet de résonance devient significatif à partir de 3-4 GHz comme on peut le

constater d'après la croissance de $\text{Re}[C]$ et $\text{Im}[C]$ avec la fréquence. On rappelle que les fréquences de résonance dépendent uniquement de l'épaisseur du film en question (environ 13.5 GHz pour 0.4 μm , et ~ 11 GHz pour 0.8 μm et 1.2 μm) puisque les trois capacités mesurées sont identiques. Malheureusement, cette situation va rendre les mesures inexploitable loin d'une certaine fréquence (3-4 GHz).

3.5.2. Mesure de la capacitance en fonction de la tension

La figure 3.7 montre la variation de la capacitance IDC en fonction de la fréquence et de la tension appliquée pour un film de BST d'épaisseur 0.4 μm . La tension DC est appliquée à travers les sondes de la station de mesure sous pointes et à l'aide d'un générateur DC.

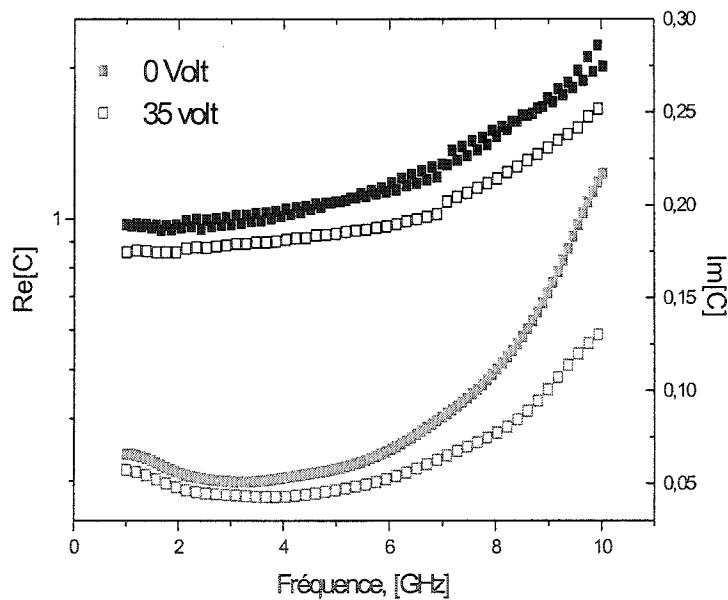


Figure 3-7 Caractéristiques IDC en fonction de la fréquence (sous tension).

Plusieurs mesures sont enregistrées pour des tensions entre 0 V et 35 V mais nous avons rapporté uniquement les mesures à 0 V et à 35 V. Nous avons choisi cette épaisseur de film parce que l'effet de résonance ici est le moins prononcé comparativement aux

autres épaisseurs de film. On constate une diminution de $\text{Re}[C]$ et de $\text{Im}[C]$ avec la tension appliquée laissant prévoir déjà un effet d'accordabilité sous l'action d'un champ électrique externe. Il convient de signaler aussi que $\text{Re}[C]$ et $\text{Im}[C]$ affiche qualitativement la même réduction avec la tension appliquée jusqu'à ~ 3 GHz. Ce qui permet de conclure que la tangente de pertes sera certainement indépendante de la tension de polarisation.

3.5.3. Constante diélectrique et tangente de pertes du BST

La constante diélectrique et la tangente de pertes du BST en fonction de la fréquence et pour toutes les épaisseurs de film considérées sont montrées à la figure 3.8. Elles sont obtenus à partir des mesures de capacitance rapportées dans la figure 3.7 et en utilisant l'équation (3.15).

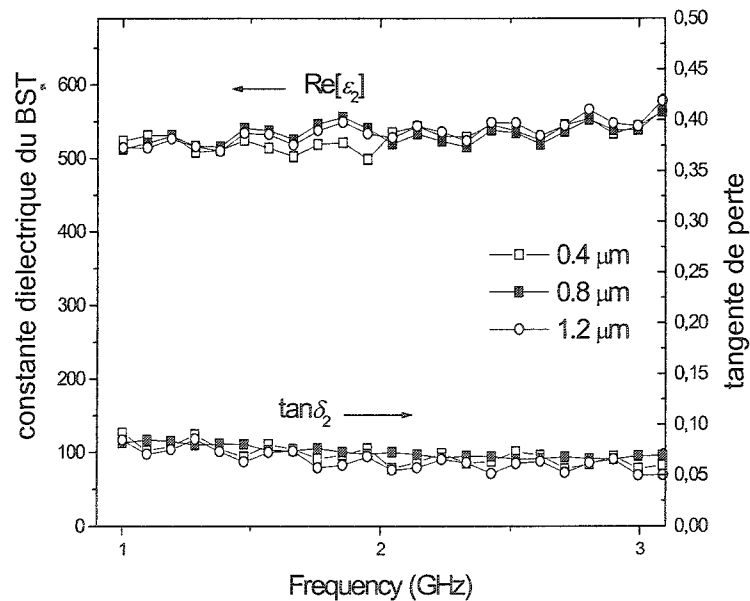


Figure 3-8 Extraction de ϵ_r et $\tan\delta$ du BST en fonction de la fréquence (hors tension).

Les résultats montrent que ϵ_2 et $\tan\delta_2$ ne dépendent pas de l'épaisseur du film en question. Un résultat encourageant après tant d'étapes d'optimisation des conditions expérimentales : choix d'électrodes, température, pression, composition stœchiométrique. Les valeurs ainsi obtenues coïncident en moyenne avec les résultats issus du modèle CPW.

La comparaison avec les données trouvées dans la littérature est délicate puisque très peu de mesures sont conduites dans les mêmes conditions de dépôt ; de plus, les films ne possèdent pas forcément les mêmes épaisseurs et ne sont pas déposés sur les mêmes substrats. En général, les méthodes de mesures consistent à mesurer la capacité d'une capacité à base de films de BST. La permittivité diélectrique relative du ferroélectrique est alors calculée à partir des caractéristiques $C = f(V)$ où C est la capacité du condensateur et V , la tension à ses bornes. Pour des fréquences inférieures à 1 MHz, les valeurs de ϵ_r sont très variées et vont de quelques centaines [7, 53] à quelques milliers [54, 55] (la majorité d'entre elles sont concentrées autour de 400 [10, 56]). Quelques études récentes de films de BST déposés sur MgO, montrent des valeurs de permittivité allant de 300 à 950 pour des fréquences voisines de 10 GHz [6].

D'autre part, les valeurs de tangentes de pertes vont de 5.10^{-2} à 7.10^{-2} , avec une majorité autour de 5.10^{-2} . Ces résultats sont en accord avec ceux parus à ce sujet dans la littérature, même si des différences liées à l'épaisseur des films et aux fréquences de mesure subsistent. En effet, pour des films de BST de même composition que ceux de cette étude (à savoir $\text{Ba}_{0,5}\text{Sr}_{0,5}\text{TiO}_3$), les valeurs de tangentes de pertes diélectriques sont comprises entre $1,5.10^{-2}$ et 9.10^{-2} pour des mesures réalisées à température ambiante, sans tension de polarisation et à des fréquences allant de 100 kHz à 10 GHz [4, 6, 9].

Les valeurs mesurées sur nos films de BST sont donc du même ordre de grandeur que celles trouvées dans la littérature.

La figure 3.9 montre la constante diélectrique et la tangente de pertes d'un film de BST d'épaisseur 0.4 μm en fonction de la tension qui lui est appliquée. Une réduction de la

constante diélectrique de ~ 100 par rapport à la valeur hors tension est obtenue pour une tension de 35 V. Par contre, la tangente de pertes semble ne pas dépendre de la tension appliquée.

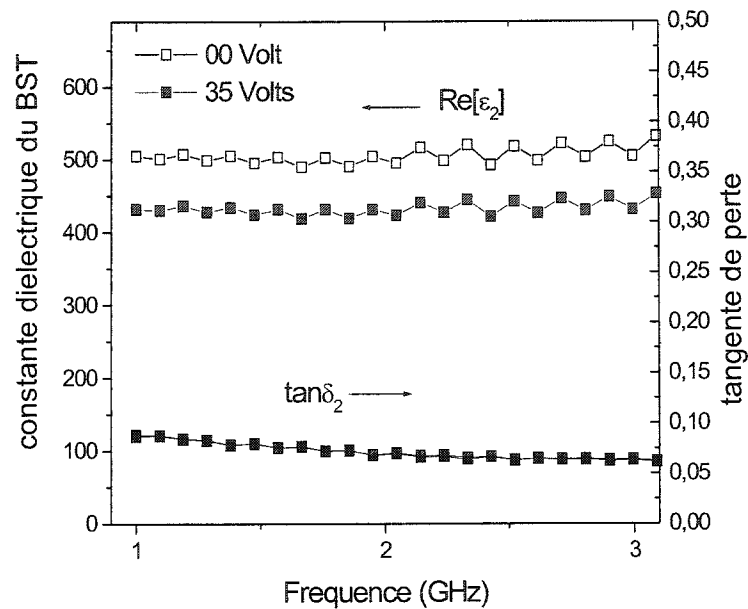


Figure 3-9 Extraction de ϵ_r et $\tan\delta$ du BST en fonction de la fréquence (sous tension).

3.5.4. Accordabilité et figure de mérite

Comme nous l'avons évoqué précédemment, l'avantage des ferroélectriques est la variation de la constante diélectrique en fonction du champ électrique appliqué entre les armatures d'une capacité variable. On appelle alors accordabilité la variation relative de la constante diélectrique obtenue pour une valeur de tension donnée par rapport à la valeur obtenue pour zéro volt. Ce qu'on exprime en pourcent par la formule :

$$T(V) = 1 - \frac{\epsilon^{BST}(V)}{\epsilon^{BST}(0)} \quad (3.20)$$

avec $\varepsilon^{BST}(V)$ la valeur de la permittivité diélectrique sous la tension V , et $\varepsilon^{BST}(0)$, la valeur hors tension.

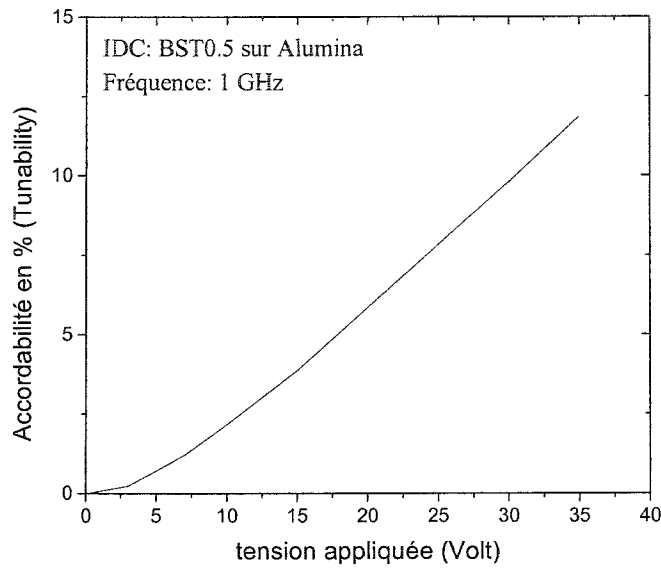


Figure 3-10 Accordabilité d'un film de BST d'épaisseur 0.4 μm .

La figure 3.10 rapporte la variation de l'accordabilité en fonction de la tension DC appliquée à la capacité IDC, pour un film de BST d'épaisseur 0.4 μm . Les mesures de capacitance sont obtenues uniquement à 1 GHz pour tous les points de polarisation considérés. La figure montre une caractéristique linéaire en fonction de la tension avec un maximum de 15 % autour de 38 V ou 48 KV/cm en terme de champ électrique appliquée en polarisation horizontale. Aucun effet de nonlinéarité n'est mis en évidence pour toute la gamme de tensions considérées.

La figure de mérite est un autre paramètre important dans la comparaison de performance entre composants accordables :

$$K(V) = \frac{T(V)}{\tan \delta^{BST}(0)} \quad (3.21)$$

avec $\tan\delta^{BST}(0)$, la valeur de la tangente de pertes hors tension ou aussi la valeur maximale de la tangente de pertes indépendamment de la tension de polarisation appliquée.

Comme évoqué précédemment, une valeur élevée de $K(V)$ pour une tension donnée V , est indicatif de bonne performance pour un dispositif accordable et contrôlé en tension. La figure de mérite obtenue dans le cas de la capacité fabriquée sur le film d'épaisseur $0.4\ \mu\text{m}$ était de 2.3 à 35 V. Des valeurs assez comparables sont généralement obtenues pour des couches minces de BST polarisées horizontalement [57].

L'accordabilité et la figure de mérite obtenues pour les épaisseurs de films étudiés sont résumées au tableau 3-4. Aucune influence de l'épaisseur n'est signalée tel que conclu pour la constante diélectrique auparavant.

Tableau 3-4 Accordabilité en fonction de l'épaisseur des films de BST.

épaisseur du film (μm)	Accordabilité (%) @ 35 V	Figure de mérite @ 35 V
400	12.8	1.87
800	12.1	1.91
1200	11.2	1.95

3.5.5. Comparaison entre les modèles CPW et IDC

Le tableau 3-5 rapporte une comparaison entre les valeurs de la constante diélectrique et de la tangente de pertes obtenues par les modèles CPW et IDC pour les trois épaisseurs de film de BST considérées.

Nous croyons que l'écart entre les deux modèles IDC et CPW est attribuable à une erreur systématique commise sur la largeur des doigts et de la fente (car ces valeurs ne sont pas toujours constantes au long des capacités) plutôt qu'à une influence de l'épaisseur des films. D'ailleurs, nous estimons cette erreur à environ 13 %.

Tableau 3-5 Comparaison entre les résultats du modèle IDC et CPW.

épaisseur du film (μm)	Modèle CPW-TRL		Modèle IDC	
	ϵ_r	$\tan\delta$	ϵ_r	$\tan\delta$
400	566	0.064	550	0.067
800	567	0.059	552	0.069
1200	563	0.059	563	0.059

3.6. Conclusion

Ce chapitre décrit la technique de caractérisation employée pour mesurer les propriétés diélectriques de plusieurs films de BST sous l'effet d'un champ électrique statique. A l'aide d'un modèle quasi-statique, et d'une capacité interdigitale déposée sur BST et alumine, nous avons déterminé les valeurs de la permittivité diélectrique et de la tangente de pertes des films en fonction de la fréquence et de la tension appliquée aux bornes de la capacité.

Les valeurs de permittivités diélectriques obtenues sont comprises entre 500 et 600 pour la gamme de fréquence allant de 1 à 3 GHz. Elles ont été étudiées en fonction de l'épaisseur des films mais aucune influence significative de cette dernière n'a été observée.

En ce qui concerne les tangentes de pertes, les valeurs obtenues s'échelonnent entre 0.05 et 0.07 et ne dépendent pas non plus de l'épaisseur des films considérés indiquant ainsi que la qualité des films n'a pas été influencée par leurs épaisseurs.

Enfin, nous avons présenté la variation de la permittivité et de la tangente de pertes en fonction du champ électrique appliqué à travers l'évaluation de l'accordabilité et de la figure de mérite des films étudiés. Pour une tension appliquée de 35 V et une épaisseur de film de 0,4 μm , nous avons obtenu une accordabilité de 12 % et une figure de mérite d'environ 2.

La connaissance de ces différents paramètres permet de confirmer l'intérêt des matériaux ferroélectriques sous forme de couches minces et d'appréhender leur intégration dans des circuits micro-ondes accordables en fréquence.

CHAPITRE 4

APPLICATION AUX ÉCRANS SELECTIFS EN FRÉQUENCE

Dans cette course inéluctable vers les ondes millimétriques, la combinaison spatiale de puissance est actuellement perçue comme l'alternative naturelle aux techniques de combinaison de puissance traditionnelles. Les circuits combinateurs ou diviseurs de puissance conçus sur substrat limitent l'efficacité et la puissance de sortie des systèmes. Ceci est dû principalement aux phénomènes de pertes et de dispersion qui affectent les lignes de transmission en très haute fréquence. La combinaison spatiale de puissance permet de combiner efficacement et simultanément les puissances de plusieurs composants actifs par couplage à un champ modal se propageant dans l'espace ou à l'intérieur d'un guide d'ondes. Utiliser un champ guidé pour assurer le couplage entre ces composants mais dans l'espace ouvert, permet d'intégrer plusieurs composants dans une ou plusieurs cartes disposées en parallèle et en configuration de pile à l'intérieur du guide d'ondes. L'alimentation en puissance des composants dans chaque carte est une question importante. Une alimentation idéale consiste à illuminer toutes les cartes par une onde plane dont l'amplitude et la phase sont uniformes, permettant ainsi que tous les composants saturent en même temps. Chaque carte est équipée d'une antenne ouverture intégrée fonctionnant en mode *endfire* qui permet le couplage de puissance entre le champ électrique modal du guide et les composants actifs de la carte. Il arrive néanmoins que la condition de champ uniforme soit théoriquement impossible dans certain types de guides d'ondes. C'est le cas du guide rectangulaire qui est généralement opéré en mode TE_{10} limitant ainsi le nombre de cartes qui peuvent être combinées au profil du champ électrique au long de sa section transversal. Des guides d'ondes surdimensionnés ou modifiés ont été utilisés mais avec le désavantage d'utiliser des supresseurs de modes supérieurs. Une solution idéale consisterait à réaliser une surface

magnétique qui pourrait se substituer aux parois du guide d'ondes et satisfaire ainsi la condition modale TEM pour obtenir un champ relativement uniforme à l'intérieur du guide. Les surfaces sélectives en fréquence (FSS) sont de simples filtres conçus à partir d'un substrat périodiquement métallisé en motifs, ou d'un plan de métal régulièrement perforé en ouvertures, disposées généralement dans un milieu diélectrique stratifié, capable de produire sur la bande de fréquence d'intérêt, des profils de transmission et de réflexion totale en alternance. La théorie des réseaux d'antennes fournit le point de départ pour l'étude des FSS. Les auteurs dans [58] présentent un examen complet de ce sujet. Tandis qu'une grande partie de la théorie fondamentale concernant les FSS est basée sur la théorie de réseaux d'antennes, des méthodes pour l'adapter spécifiquement aux structures FSS sont passées en revue par Wu [59]. Les caractéristiques d'admittance souhaitable pour une FSS sont définies en fonction des motifs et du diélectrique la constituant afin d'obtenir le comportement modal souhaité (PEC ou PMC). Chaque géométrie de motifs (carrés, circulaires, rectangulaires, anneaux, croix de Jérusalem) correspond à des fonctions de filtre spécifique qui sont aussi déterminés par le choix du substrat et de la périodicité des motifs. Ces paramètres fournissent le degré de liberté nécessaire au contrôle de la réponse spectrale d'un filtre FSS.

Les applications typiques des FSS sont nombreuses : elles vont des radômes pour antennes [59-61], aux polariseurs (ou correcteurs de polarisation), aux séparateurs de faisceaux (surfaces dichroïques) pour l'optique. C'est le choix des motifs et de la périodicité spatiale qui détermine le cadre de l'application. Si ces motifs ont une caractéristique de résonance aiguë, il est possible de concevoir des filtres FSS (radômes) de bande étroite qui sont transparents pour certaines fréquences et réfléchissants pour d'autres. Ce genre de filtres est employé dans les antennes multibandes par exemple. Si les motifs de la FSS possèdent une résonance qui dépend de la polarisation, un tel dispositif peut être exploité pour concevoir un polariseur. Quand cette dépendance est utilisée de sorte qu'une polarisation soit totalement réfléchi, alors que la polarisation orthogonale est totalement transmise, la FSS peut être utilisé comme séparateur de faisceaux. D'autres applications plus récentes concernent les radars de collision, les

cartes RFID et la compatibilité électromagnétique (EMI) entre autres. Un recueil portant sur les recherches en FSS sur des décennies est également publié en [62].

Le but de ce chapitre est de modéliser une surface sélective en fréquence (FSS) prise dans un milieu diélectrique multicouche. Nous aborderons l'étude électromagnétique des surfaces minces parfaitement conductrices et planaires. Nous utiliserons une méthode basée sur l'application du théorème de Floquet et de la méthode des Moments périodique [62-64] pour la résolution de l'équation intégrale des champs. La solution nous permettra de calculer les coefficients de réflexion et de transmission spectrale pour une polarisation et un angle d'incidence arbitraire. L'étude est soutenue par plusieurs simulations où les effets de la géométrie des motifs, de la périodicité spatiale, et du milieu diélectrique sur les caractéristiques de transmission et de réflexion de la FSS sont examinés.

4.1. Description des FSS

Une surface sélective en fréquence (FSS) est définie comme un réseau bipériodique de motifs plans métalliques rapportés sur un substrat diélectrique, ou une surface périodiquement perforée en motifs réguliers dans un plan de métal. Deux géométries génériques sont typiquement discutées dans la littérature. La première géométrie, généralement désignée par le nom de FSS inductive, se comporterait comme un filtre passe-haut. La deuxième, FSS capacitive, aurait la réponse spectrale d'un filtre passe-bas. Si les éléments périodiques deviennent résonants, la FSS inductive aura un profil de transmission totale aux fréquences proches de la fréquence de résonance, alors que la FSS capacitive aura un profil de réflexion totale. Les appellations capacitive et inductive découlent de la théorie des circuits. Le schéma 4.1 montre deux FSS capacitive et inductive conçus de patches et d'ouvertures disposées périodiquement à la surface d'un diélectrique et d'un métal respectivement. Les patches métalliques de la FSS dite capacitive se comporteraient comme un circuit capacitif. De même, les ouvertures auraient un comportement inductif. Supposant que les patches et les ouvertures

rectangulaires sur le schéma 4.1 ont des dimensions et une périodicité identiques, donc les deux filtres seront complémentaires. En outre, si on assume un métal parfaitement conducteur, alors d'après le principe de Babinet, le profil de réflexion de la FSS capacitive sera identique au profil de transmission de la FSS inductive. La transmittance spécifique de la FSS capacitive, $T^{capacitive}$, sera égale à $(1 - T^{inductive})$, où $T^{inductive}$ est la transmittance spécifique de la FSS inductive. A savoir que l'application du principe de Babinet exige que le champ électrique soit de polarisation complémentaire comme représenté sur le schéma 4.1.

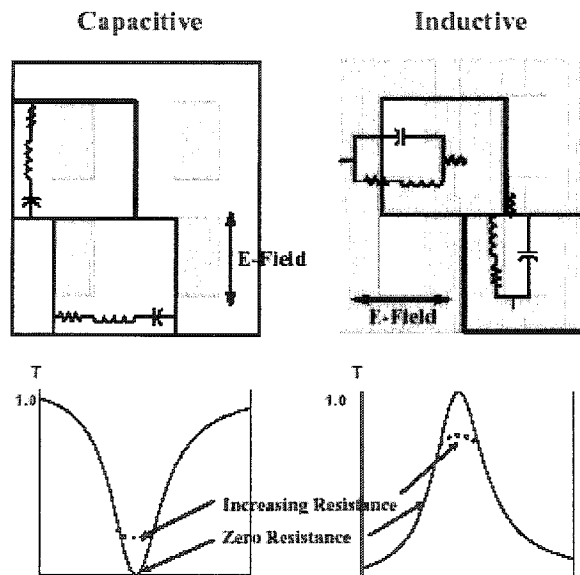


Figure 4-1 Modèle générique de FSS capacitive et inductive

L'épaisseur d'une FSS relativement à la longueur d'onde d'opération va déterminer si elle sera perçue comme "épaisse" ou "mince". Si l'épaisseur physique de la FSS est de l'ordre d'une fraction de la plus petite longueur d'onde dans la région de fréquence d'intérêt, alors elle peut être modélisée comme un filtre mince. Dans ce cas, il est possible de la modéliser comme cas limite en "infinitement mince". Un tel modèle assume que les régions d'incidence et de transmission soient en contact à la surface de la FSS, lieu où en imposera par la suite les conditions de frontière. Dans le cas qui nous occupe, les

longueurs d'onde d'intérêt dans l'étude appartiennent à la bande de fréquence Ku. Pour cette raison, on a décidé d'employer un modèle infiniment mince pour cette recherche.

La conductivité du métal employé constitue la considération finale dans la modélisation d'une FSS. Assumer une surface parfaitement conductrice, peut simplifier la modélisation, particulièrement pour le modèle mince du filtre. Puisque la plupart des techniques lithographiques utilisent des métaux tels que l'aluminium ou l'or, qui sont des métaux fortement conducteur, un modèle assumant un métal parfaitement conducteur devrait fournir une approximation raisonnable du filtre réel. Pour toutes ces raisons, on a décidé de modéliser la FSS en tant que parfaitement conductrice, infiniment mince et plane.

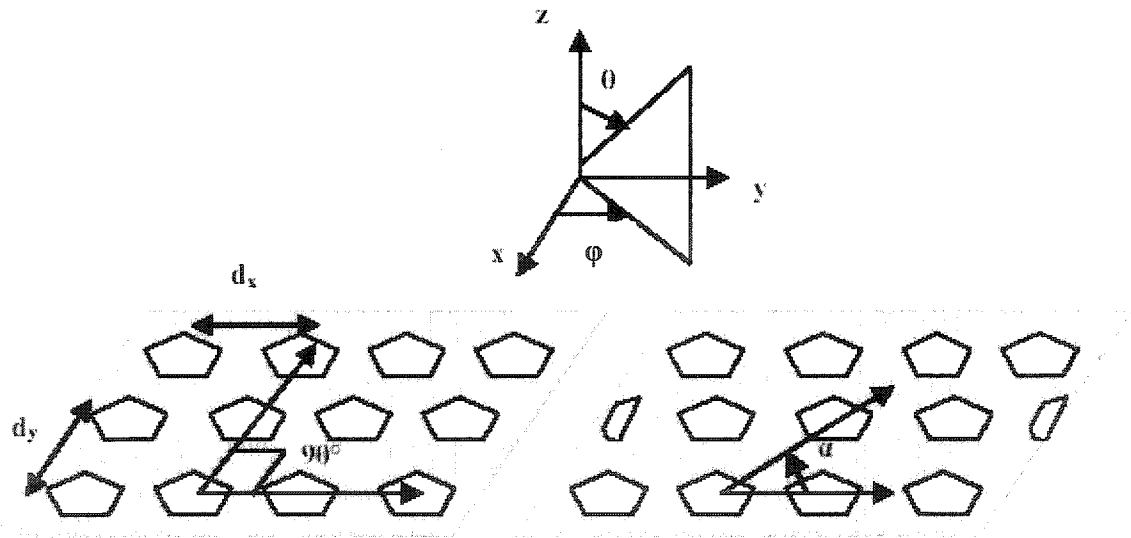


Figure 4-2 FSS rectangulaire et triangulaire d'ouvertures (ou patches)

Les éléments périodiques dans une FSS sont généralement arrangés dans un réseau rectangulaire comme représenté sur le schéma 4.2. Cependant, l'arrangement géométrique le plus généralisé est le réseau triangulaire, également représentée sur le schéma 4.2. Notez que la périodicité dans un réseau triangulaire existe le long de l'axe des abscisses x , et l'axe oblique y' . Si l'angle oblique $\alpha = 90^\circ$, alors le réseau triangulaire devient un réseau rectangulaire.

Il faut noter que le champ incident est considéré comme une onde plane. Les angles d'incidence et de polarisation ne sont pas limités dans le model FSS que nous avons développé. Les états de polarisation sont typiquement divisés en états orthogonaux TE (champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence) et TM (champ magnétique perpendiculaire au plan d'incidence).

La périodicité d'une FSS sera décrite par rapport au schéma 4.2. Puisque les ouvertures/patches sont arrangés d'une façon périodique, l'analyse de toute la surface va se restreindre à l'analyse d'une seule cellule pour décrire le champ à la surface du filtre FSS. Le théorème de Floquet déclare que si une équation linéaire a des coefficients périodiques et des conditions de frontière périodiques, alors les solutions stables seront généralement le produit d'une fonction périodique par une fonction exponentielle décroissante. C'est-à-dire que le champ en n'importe quelle autre cellule périodique sera lié au champ de la cellule de référence par cette fonction exponentielle.

Aux longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde de l'arête de diffraction (diffraction edge), des modes supérieurs vont se propager dans la région du champ lointain. Pour des longueurs d'onde supérieures à cette longueur d'onde, seule les modes dits spéculaires (ou d'ordre zéro) se propageront.

Dans un réseau triangulaire typique ($\alpha = 45^\circ$), le lieu de l'arête de diffraction dépend de la distance de la cellule voisine la plus proche. Cette distance est donc la distance physique entre le centre de deux éléments périodiques mesurés le long de l'axe oblique y' .

4.2. États des lieux des FSS

Comme nous l'avons déjà mentionné dans le paragraphe précédent, la théorie des réseaux d'antennes [62-64] fournit la base théorique pour l'étude des FSS. Les études concernant les FSS sont nombreuses et diverses, et peuvent être classée par catégorie de

plusieurs manières. Pour des raisons de simplicité, elles seront classées par catégorie sur la base de la technique employée pour les analyser.

Les techniques pour analyser les surfaces sélectives en fréquence peuvent être décomposées en plusieurs catégories : les techniques de théorie des circuits, les techniques d'expansion modales et les techniques itératives. L'approche en théorie des circuits utilise l'approximation quasi-statique pour dériver le modèle de circuit équivalent pour les FSS. La technique d'expansion modale associe les modes de Floquet dans l'espace (ordres diffractés) aux modes d'ouvertures (ou des modes courants) à l'interface de la FSS pour former l'équation intégrale des champs. Cette équation intégrale est résolue par la méthode des moments [65] ou du gradient conjugué [66]. L'intérêt pour les méthodes itératives [67] découle de leur performance numérique qui évite le calcul explicite des matrices larges en utilisant l'itération. Les avantages des diverses techniques sont discutés dans [59]. Selon l'auteur, les techniques d'expansion modales sont les plus utilisées pour analyser les FSS. Chen [63] a proposé une technique d'expansion modale basée sur la méthode des moments pour analyser un écran mince et parfaitement conducteur perforé en ouvertures. Cette méthode peut également être appliquée aux ouvertures circulaires en employant des modes de guide d'ondes circulaire comme fonctions de l'expansion [62]. Les filtres capacitifs (patchs métalliques par opposition aux ouvertures) peuvent être analysés par la même méthode mais en dual [64, 68, 69].

4.3. Propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu périodique

La solution de l'équation d'ondes dans les milieux périodiques est habituellement abordée en utilisant une variante du théorème de Floquet. La périodicité spatiale des motifs rapportés à la surface de l'écran FSS impose une nature périodique aux conditions de frontière qui doivent être satisfaites par une onde électromagnétique incidente. Cette périodicité est exprimée mathématiquement par le théorème de Floquet.

Si on assume une périodicité a suivant x , l'application du théorème de Floquet au champ d'une cellule s'écrit :

$$E(x, y, z + a) = E(x, y, z)e^{-j\beta a} \quad (4.1)$$

$E(x, y, z)$ est une fonction complexe périodique de z avec une période a et β est la constante de propagation suivant z (la dépendance en $e^{j\omega t}$ a été omis). Si on définit le champ d'un mode qui se propage tel que :

$$E(x, y, z) = E_p(x, y, z)e^{-j\beta z} \quad (4.2)$$

ou $E_p(x, y, z)$ est une fonction périodique de z avec ayant une période a , alors :

$$E(x, y, z + a) = E_p(x, y, z + a)e^{-j\beta(z + a)} \quad (4.3)$$

puisque $E_p(x, y, z)$ est périodique de période a ,

$$E_p(x, y, z + a) = E_p(x, y, z) \quad (4.4)$$

En substituant 4.4 dans 4.3,

$$E(x, y, z + a) = E_p(x, y, z)e^{-j\beta(z + a)} \quad (4.5)$$

Et en utilisant 4.2,

$$E(x, y, z + a) = E(x, y, z)e^{-j\beta a} \quad (4.6)$$

qui est exactement 4.1 et la preuve du théorème de Floquet.

4.4. Potentiel scalaire modal

La méthode de raccordement modale est basée sur la décomposition d'une onde plane incidente en une série de modes de Floquet TE et TM d'ordre zéro. Les champs réfléchis et transmis inconnus sont développés en une série infinie de modes de Floquet avec des coefficients modaux inconnus. Puisque l'écran FSS est considéré infiniment mince, des

conditions de frontière à sa surface sont appliquées. Les coefficients de réflexion et de transmission sont donc substitués par les coefficients inconnus des expansions ce qui donne l'équation intégrale des champs. Afin de résoudre l'équation intégrale, le champ (ou courant pour la structure FSS complémentaire) dans les ouvertures de l'écran FSS est exprimé en une série de fonctions base à coefficients inconnus et qui satisfont les conditions aux limites dans le domaine de l'ouverture (ou du motif métallique). Cette expansion est alors substituée dans l'équation intégrale. En utilisant la méthode de Galerkin (méthode des Moments), l'équation intégrale est transformée en une équation matricielle pour les coefficients inconnus de l'expansion. De là, les coefficients de transmission et de réflexion spectrale peuvent être déterminés.

Considérons l'écran FSS représenté dans le schéma 4.2, où une onde plane avec un vecteur d'onde k illumine la surface de l'écran avec des angles d'incidences θ et ϕ . Pour un réseau rectangulaire typique comme représenté sur le schéma 4.2, d_x et d_y sont les distances entre cellules périodiques sur les directions x et y respectivement. Pour le réseau triangulaire, la périodicité se définit le long de x et de y' . d_x étant toujours l'espacement périodique dans la direction x , et d_y est maintenant la distance le long de la direction y de la première cellule périodique située le long de l'axe y' mesuré depuis l'origine. Notez que pour $\alpha = 90^\circ$ le réseau triangulaire devient rectangulaire, ainsi la représentation géométrique triangulaire est la représentation la plus générale. On écrit le potentiel scalaire modal de l'onde incidente comme suit :

$$\Psi_{pq} = e^{-j(u_{pq}x + v_{pq}y + \gamma_{pq}z)} \quad (4.7)$$

Où :

$$u_{pq} = k \sin \theta \cos \phi + \frac{2\pi p}{d_x} \quad (4.8)$$

$$v_{pq} = k \sin \theta \sin \phi + \frac{2\pi q}{d_y} - \frac{2\pi p}{d_x \tan \alpha} \quad (4.9)$$

Pour $p, q = 0, \pm 1, \dots, \pm \infty$

$$\gamma_{pq} = \sqrt{k^2 - t_{pq}^2} \quad \text{pour } k^2 > t_{pq}^2 \quad (4.10)$$

$$\gamma_{pq} = -j\sqrt{t_{pq}^2 - k^2} \quad \text{pour } k^2 < t_{pq}^2 \quad (4.11)$$

Avec :

$$t_{pq}^2 = u_{pq}^2 + v_{pq}^2 \quad (4.12)$$

Les sous indices p et q dénotent le mode d'ordre pq .

L'utilisation du potentiel scalaire convertit les équations vectorielles de Helmholtz pour les champs E et H en équations scalaires de la fonction Ψ . Des fonctions vectorielles orthonormales (pour le champ électrique) des modes TE_z et TM_z sont dérivées en coordonnées cartésiennes en fonction du potentiel scalaire modal Ψ à partir des équations de maxwell transversales dans le domaine spectral :

$$\Phi_x = -\frac{\partial \Psi^{TE}}{\partial y}; \quad \Phi_y = -\frac{\partial \Psi^{TE}}{\partial x} \quad (4.13)$$

$$\Phi_x = \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{\partial^2 \Psi^{TM}}{\partial x \partial z}; \quad \Phi_y = \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{\partial^2 \Psi^{TM}}{\partial y \partial z} \quad (4.14)$$

Les champs transmis et réfléchis tangentiels à la surface FSS dans n'importe quelle région de l'espace sont alors exprimés en fonction de ces modes vectoriels de Floquet en une combinaison linéaire infinie de modes TE_z et TM_z . Le champ de l'onde incidente est également décomposé en modes TE_z et TM_z de Floquet, mais exprimé uniquement en fonction du premier mode $p = 0, q = 0$, du fait que l'onde incidente est considérée monomode.

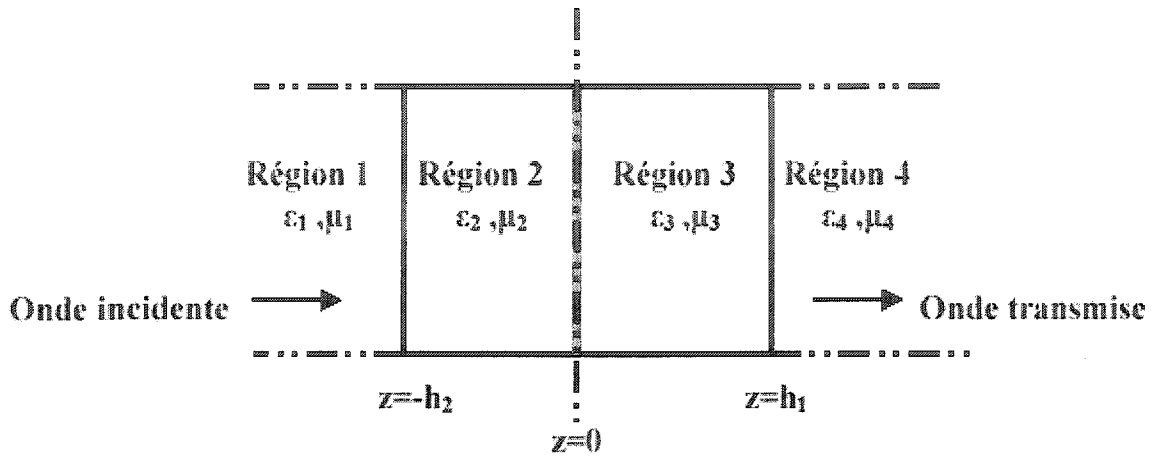


Figure 4-3 Modèle de substrat pour la FSS.

Pour les quatre régions de l'espace schématisé sur la Figure 4.3, on écrit dans le plan transversal à la direction z les expressions des champs tangentiels E et H ,

Région 1 :

$$E_T^{R_1} = \sum_p \sum_q \sum_r (\Gamma_{pqr} \Phi_{pqr}^{-R_1} + \delta_{p0} \delta_{q0} I_{pqr} \Phi_{pqr}^{R_1}) \quad (4.15a)$$

$$-\hat{z} \times H_T^{R_1} = \sum_p \sum_q \sum_r (-\Gamma_{pqr} \Phi_{pqr}^{-R_1} + \delta_{p0} \delta_{q0} I_{pqr} \Phi_{pqr}^{R_1}) \xi_{pqr}^{R_1} \quad (4.15b)$$

Avec :

$$\Phi_{pqr}^{\pm i} = \Phi_{pqr}(x, y) e^{\pm j \gamma_{pqr}^i z} \quad (4.16)$$

Où γ_{pqr}^i est la constante de propagation modale suivant z dans le diélectrique i (i peut être R_1 , R_2 , R_3 , ou R_4). Le signe $\pm$ fait la différence entre une onde progressive se propageant dans la direction $-z$ ou $+z$. Les indices p et q dénotent le mode d'ordre (p, q) , et l'indice $r=1$ ou 2 est utilisé pour designer les modes TE ou TM respectivement. Γ_{pqr} et I_{pqr} sont les coefficients modaux de l'onde réfléchie et incidente dans la région 1, et ξ_{pqr}^i est l'admittance modale du milieu i donné par :

$$\xi_{pq1}^i = \frac{\gamma_{pq1}^i}{j\omega\mu} ; \quad \text{Pour le mode TE}_z \quad (4.17a)$$

$$\xi_{pq2}^i = \frac{j\omega\varepsilon^i}{\gamma_{pq2}^i} ; \quad \text{Pour le mode TM}_z \quad (4.17b)$$

Ainsi, dans la Région 2 on a :

$$E_T^{R_2} = \sum_p \sum_q \sum_r (a_{pqr}^2 \Phi_{pqr}^{-R_2} + b_{pqr}^2 \Phi_{pqr}^{R_2}) \quad (4.18a)$$

$$-\hat{z} \times H_T^{R_2} = \sum_p \sum_q \sum_r (-a_{pqr}^2 \Phi_{pqr}^{-R_2} + b_{pqr}^2 \Phi_{pqr}^{R_2}) \xi_{pqr}^{R_2} \quad (4.18b)$$

Région 3 :

$$E_T^{R_3} = \sum_p \sum_q \sum_r (a_{pqr}^3 \Phi_{pqr}^{-R_3} + b_{pqr}^3 \Phi_{pqr}^{R_3}) \quad (4.19a)$$

$$-\hat{z} \times H_T^{R_3} = \sum_p \sum_q \sum_r (-a_{pqr}^3 \Phi_{pqr}^{-R_3} + b_{pqr}^3 \Phi_{pqr}^{R_3}) \xi_{pqr}^{R_3} \quad (4.19b)$$

Région 4 :

$$E_T^{R_4} = \sum_p \sum_q \sum_r (T_{pqr} \Phi_{pqr}^{R_4}) \quad (4.20a)$$

$$-\hat{z} \times H_T^{R_4} = \sum_p \sum_q \sum_r (T_{pqr} \Phi_{pqr}^{R_4}) \xi_{pqr}^{R_4} \quad (4.20b)$$

L'application des équations de continuité pour les composantes tangentiellles des champs électrique et magnétique à la frontière des trois interfaces $z = -h_2$, $z = 0$ et $z = h_1$ donnent :

$$z = 0 ; \quad E_T^{R_2} = E_T^{R_3} \quad (4.21a)$$

$$\hat{z} \times (H_T^{R_2} - H_T^{R_3}) = J ; \quad \text{Sur le métal} \quad (4.21b)$$

$$z = h_1 ; \quad E_T^{R_1} = E_T^{R_2} \quad (4.22a)$$

$$\hat{z} \times H_T^{R_1} = \hat{z} \times H_T^{R_2} \quad (4.22b)$$

$$z = -h_2 ; \quad E_T^{R_3} = E_T^{R_4} \quad (4.23a)$$

$$\hat{z} \times H_T^{R_3} = \hat{z} \times H_T^{R_4} \quad (4.23b)$$

4.5. Équation intégrale du champ électrique

4.5.1. FSS inductive

Soit un écran FSS bidimensionnel comportant des ouvertures de forme quelconque périodiquement perforées à la surface d'un plan métallique comme illustré dans la Figure 4.2. La périodicité spatiale dans les directions x et y est d_x et d_y respectivement. L'écran est pris dans un milieu diélectrique en configuration dite "sandwich". Le modèle de substrat pour cette FSS est celui de la figure 4.3. Les valeurs de permittivité diélectrique sont arbitraire et mêmes complexes. Puisque l'interface entre l'espace libre et le diélectrique n'excite aucun mode d'ordre supérieur, tous les harmoniques de diffraction qui vont être produits seront générés par les discontinuités métalliques de l'écran FSS. L'équation intégrale pour le champ électrique des ouvertures à $z = 0$ découle de la résolution des équations de continuité développées dans la section précédente,

$$2 \sum_r \xi_{00r}^{R_1} I_{00r} Y^{\text{trans}} \Phi_{00r} = \sum_p \sum_q \sum_r (Y_{pqr}^- + Y_{pqr}^+) \Phi_{pqr} \bullet \iint E_T \cdot \Phi_{pqr}^* ds \quad (4.24)$$

Y_{pqr}^- et Y_{pqr}^+ sont les admittances modales du mode d'ordre pqr vues depuis l'axe $z = 0$ et dans les directions $-z$ et $+z$ respectivement. D'après la théorie des lignes de

transmission (figure 4.4), les admittances modales sont déterminées par transformation d'impédance selon le modèle de substrat de la figure 4.3 tel que :

$$Y_{pqr}^- = \xi_{pqr}^{R_1} \frac{\xi_{pqr}^{R_2} + \xi_{pqr}^{R_3} \coth(\gamma_{pqr}^{R_2} h_2)}{\xi_{pqr}^{R_2} + \xi_{pqr}^{R_3} \coth(\gamma_{pqr}^{R_2} h_2)} \quad (4.25)$$

$$Y_{pqr}^+ = \xi_{pqr}^{R_4} \frac{\xi_{pqr}^{R_3} + \xi_{pqr}^{R_4} \coth(\gamma_{pqr}^{R_3} h_1)}{\xi_{pqr}^{R_3} + \xi_{pqr}^{R_4} \coth(\gamma_{pqr}^{R_3} h_1)} \quad (4.26)$$

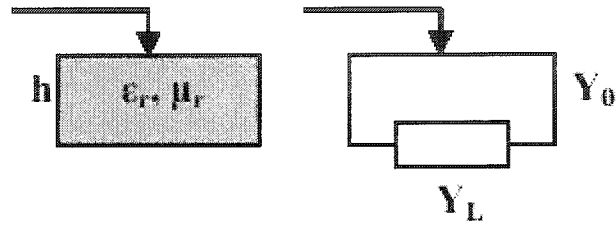


Figure 4-4 Modèle de ligne de transmission équivalente

D'un autre côté, Y^{trans} est défini comme l'admittance de transfert de l'interface $z = -h_2$ lieu des ondes incidente et réfléchiée vers l'interface $z = 0$ lieu de la diffraction et par ailleurs des courants induits. La théorie des lignes de transmission (figure 4.5) permet encore une fois de déterminer cette admittance de transfert qui est calculée uniquement pour le mode incident d'ordre zéro.

$$Y^{trans} = \frac{\xi_{00r}^{R_2}}{\xi_{00r}^{R_2} \cos(\gamma_{00r} h_2) + \xi_{00r}^{R_1} \sin(\gamma_{00r} h_2)} \quad (4.27)$$

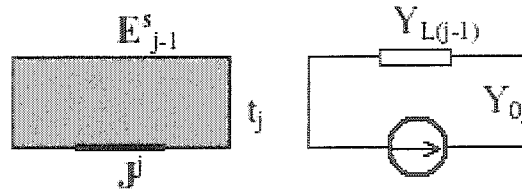


Figure 4-5 Relation entre la source de courant induit et les champs de diffraction.

Pour résoudre cette équation intégrale, on utilise la méthode de Galerkin. Mais d'abord, on applique la condition de continuité (4.21a) à la frontière $z = 0$, et à la surface d'une cellule ouverture :

$$E_T = \sum_p \sum_q \sum_r F_{mnl} \Psi_{mnl} \quad (4.28)$$

L'équation de continuité 4.21b devient dans ce cas égale à zéro en l'absence de métal. Ψ_{mnl} sont des fonctions de base linéairement indépendantes du champ électrique transversal pour un guide d'onde de dimensions équivalentes à celles des motifs formant l'écran FSS.

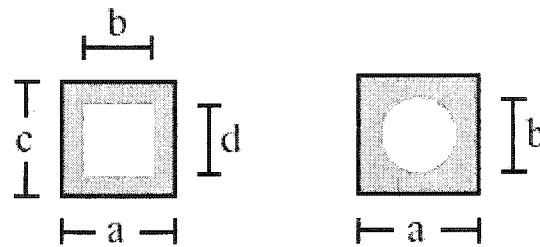


Figure 4-6 Motif de type ouverture (a) rectangulaire. (b) circulaire.

Pour les ouvertures circulaires de la Figure 4.6b, on peut employer des fonctions modales de guide d'ondes circulaire, pour un guide d'onde de même dimension que le motif ouverture circulaire.

$$\Psi_{pq}^{TE} = g \left[\frac{pa}{x_{pq}^* \rho} J_m \left(\frac{x_{pq}^*}{a} \rho \right) \sin p\phi \hat{\rho} + J_m^* \left(\frac{x_{pq}^*}{a} \rho \right) \cos p\phi \hat{\phi} \right] \quad (4.29a)$$

$$\Psi_{pq}^{TM} = h \left[J_m^* \left(\frac{x_{pq}}{a} \rho \right) \cos p\phi \hat{\rho} + \frac{pa}{x_{pq} \rho} J_m \left(\frac{x_{pq}}{a} \rho \right) \sin p\phi \hat{\phi} \right] \quad (4.29b)$$

avec $g = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{x_{pq}^*}{a J_m(x_{pq}^*) \sqrt{(x_{pq}^*)^2 - p^2}}$, et $h = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{a J_{m-1}(x_{pq})}$. J et J^* sont les fonctions de

bessel du premier et du deuxième genre, avec x et x^* , leurs zéros.

Et pour les motifs de type rectangulaire illustrés dans la Figure 4.6a, on a :

$$\Psi_{pq}^{TE}(x,y)=A\left[\frac{p\pi}{a}\sin\left(\frac{p\pi x}{a}-\frac{p\pi}{2}\right)\cos\left(\frac{q\pi y}{b}-\frac{q\pi}{2}\right)\hat{x}+\frac{q\pi}{b}\cos\left(\frac{p\pi x}{a}-\frac{p\pi}{2}\right)\sin\left(\frac{q\pi y}{b}-\frac{q\pi}{2}\right)\hat{y}\right]e^{j(\alpha x+\beta y)} \quad (4.30a)$$

$$\Psi_{pq}^{TM}(x,y)=A\left[\frac{q\pi}{b}\sin\left(\frac{p\pi x}{a}-\frac{p\pi}{2}\right)\cos\left(\frac{q\pi y}{b}-\frac{q\pi}{2}\right)\hat{x}-\frac{p\pi}{b}\cos\left(\frac{p\pi x}{a}-\frac{p\pi}{2}\right)\sin\left(\frac{q\pi y}{b}-\frac{q\pi}{2}\right)\hat{y}\right]e^{j(\alpha x+\beta y)} \quad (4.30b)$$

où $A=\left(\frac{\varepsilon_q\varepsilon_p}{ab}\right)^{1/2}\left[\left(\frac{p\pi}{a}\right)^2+\left(\frac{q\pi}{b}\right)^2\right]^{-1/2}$, avec ε_p le facteur de Newman.

En substituant (4.28) dans (4.24), en multipliant les deux côtés de l'équation par la fonction test Ψ_{mnl} et en intégrant sur la surface de l'ouverture (propriété d'orthogonalité), l'équation intégrale devient un ensemble d'équations algébriques linéaires avec les coefficients modaux F_{mnl} comme inconnus :

$$2\sum \xi_{500r}^{R_1} Y^{\text{trans}} I_{00r} C_{00r}^{mnl} = \sum_m \sum_n \sum_l F_{mnl} \sum_p \sum_q \sum_r (Y_{pqr}^- + Y_{pqr}^+) C_{pqr}^{mnl} C_{pqr}^{*mnl} \quad (4.31)$$

Avec :

$$C_{pqr}^{mnl} = \iint_{\text{ouverture}} \Psi_{mnl} \cdot \Phi_{pqr}^* ds \quad (4.32)$$

les coefficients de couplage modale entre les modes de guide d'ondes et les modes de Floquet. Cette équation s'écrit encore en forme matricielle :

$$[I_{MNL}] = [Y_{mnl}^{MNL}] [F_{mnl}] \quad (4.33)$$

et dont les éléments sont de la forme :

$$I_{MNL} = 2 \sum \xi_{500r}^{R_1} Y^{\text{trans}} I_{00r} C_{00r}^{MNL} \quad (4.34)$$

$$Y_{mnl}^{MNL} = \sum_p \sum_q \sum_r (Y_{pqr}^- + Y_{pqr}^+) C_{pqr}^{mnl} C_{pqr}^{*MNL} \quad (4.35)$$

Où $[Y]$ est la matrice d'admittance modale, $[F]$ est le vecteur de tension modale et $[I]$ est le vecteur de source de courant équivalent. Le champ d'ouverture est alors déterminé en résolvant cet ensemble d'équations simultanées.

Une fois le champ d'ouverture est connu, les coefficients de réflexion R_{pqr} et de transmission T_{pqr} , peuvent être obtenues à partir de quelques étapes de manipulations algébriques sur les équations de continuité :

$$T_{pqr} = \frac{\sum_m \sum_n \sum_l F_{mnl} C_{pqr}^{mnl}}{K_{pqr}^1} \quad (4.36)$$

$$R_{pqr} = \frac{K_{pqr}^1 T_{pqr} - K_{pqr}^3 A_{00r}}{K_{pqr}^2} \quad (4.37)$$

Où:

$$K_{pqr}^1 = [\cos(\gamma^{R_2} h_1) + j \frac{\xi_{pqr}^{R_1}}{\xi_{pqr}^{R_2}} \sin(\gamma^{R_2} h_1)] e^{-j\gamma^{R_1} h_1} \quad (4.38a)$$

$$K_{pqr}^3 = [\cos(\gamma^{R_3} h_2) - j \frac{\xi_{pqr}^{R_4}}{\xi_{pqr}^{R_3}} \sin(\gamma^{R_3} h_2)] e^{j\gamma^{R_4} h_3} \quad (4.38b)$$

$$K_{pqr}^2 = [\cos(\gamma^{R_3} h_2) + j \frac{\xi_{pqr}^{R_4}}{\xi_{pqr}^{R_3}} \sin(\gamma^{R_3} h_2)] e^{-j\gamma^{R_4} h_3} \quad (4.38c)$$

Et l'admittance équivalente d'entrée pour une onde plane incidente avec un champ électrique d'intensité unitaire ($A_{00r} = 1$) est donnée par :

$$Y_r = G_r + jB_r = \xi_{00r}^{R_1} \left[\frac{1 - R_{00r}}{1 + R_{00r}} \right] \quad (4.39)$$

En absence de diélectrique, l'écran FSS est parfaitement conducteur et n'absorbe aucune énergie. En l'absence du mode co-polarisé et des harmoniques supérieurs, l'admittance équivalente à $z = 0$ doit être une susceptance pure en parallèle avec l'admittance caractéristique de l'onde d'incidente. Cela veut dire, que si le problème est bien défini et

la solution est valide, la conductance G du circuit équivalent, devrait être égale ou proche de ξ_{00r}

4.5.2. FSS capacitive

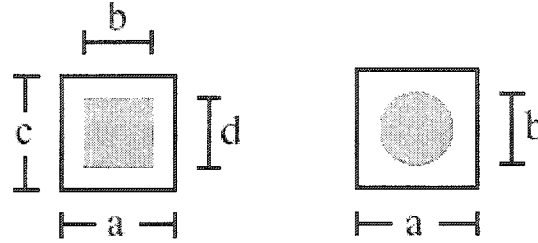


Figure 4-7 Motif de type patch (a) rectangulaire (b) circulaire.

Soit un écran FSS bidimensionnelle fait de patches plans de géométrie quelconque périodiquement rapportés à la surface d'un diélectrique. La périodicité spatiale dans les directions x et y est d_x et d_y respectivement. Les mêmes conditions de frontière définit ultérieurement restent valides pour le cas d'un filtre FSS capacitif à l'exception de la condition (4.21b) qui devient égale au courant J à la surface du motif métallique (figure 4.7) :

$$\hat{z} \times (H_T^{R_2} - H_T^{R_3}) = J = \sum_p \sum_q \sum_r F_{mnl} \Psi_{mnl} \quad (4.40)$$

Ψ_{mnl} sont les fonctions de base duales de celles utilisées dans le cas du filtre FSS inductif. Par construction similaire, on établit l'équation intégrale pour un filtre FSS capacitif tel que :

$$\sum_r \frac{Y_{trans}}{(Y_{00r}^- + Y_{00r}^+)} I_{00r} C_{00r}^{mnl} = \sum_m \sum_n \sum_l F_{mnl} \sum_p \sum_q \sum_r \frac{C_{pqr}^{mnl} C_{pqr}^{*mnl}}{(Y_{pqr}^- + Y_{pqr}^+)} \quad (4.41)$$

Ou encore dans sa forme matricielle :

$$[V_{MNL}] = [Z_{mnl}^{MNL}] [F_{mnl}] \quad (4.42)$$

Où :

$$V_{MNL} = \sum \frac{Y^{trans}}{(Y_{00r}^- + Y_{00r}^+)} I_{00r} C_{00r}^{MNL} \quad (4.43)$$

$$Z_{mnl}^{MNL} = \sum_p \sum_q \sum_r \frac{1}{(Y_{pqr}^- + Y_{pqr}^+)} \cdot C_{pqr}^{mnl} C_{pqr}^{MNL} \quad (4.44)$$

Ici $[Z]$ est la matrice d'impédance modale, $[F]$ est le vecteur inconnu de courant modal et $[V]$ est le vecteur de source de tension équivalent. La solution numérique de cette équation fournit le courant J à la surface des motifs métalliques.

L'équation du coefficient de réflexion définit dans (4.37) pour le cas d'une FSS inductive reste valide. On détermine à nouveau le coefficient de transmission pour le cas d'une FSS capacitive en utilisant à nouveau les équations de continuité :

$$T_{pqr} = \frac{\delta_{p0} \delta_{q0} Y_{pqr}^{trans} A_{pqr} - \sum_m \sum_n \sum_l F_{mnl} C_{pqr}^{mnl}}{K_{pq}(Y_{pqr}^- + Y_{pqr}^+)} \quad (4.45)$$

On remplaçant le nouveau coefficient de transmission dans l'équation (4.37), on obtient le nouveau coefficient de réflexion pour le filtre FSS capacitif. La définition de l'admittance reste inchangée.

4.6. Résolution des systèmes d'équations linéaires

Un programme FORTRAN est développé pour résoudre les deux équations matricielles (4.33) et (4.42). Le programme détermine les coefficients de réflexion et de transmission spectrale d'un filtre FSS (capacitif ou inductif) pour une onde plane incidente avec un angle quelconque et une polarisation arbitraire. Des routines pour la résolution de systèmes linéaires et pour les fonctions de *Bessel* ont été empruntées aux bibliothèques *IMSL*[®] et *Numerical Recipes*[®] et intégrés dans notre programme principal. Les fonctions de base ont été triées par ordre croissant de fréquence de coupure de façon à retenir uniquement les premiers modes de guide d'ondes qui se propagent. Le nombre de

fonctions de base retenues à la convergence de la solution n'a pas dépassé $N_m N_n = 10$ dans tous les cas étudiés. Le nombre maximum de modes de Floquet retenues à la convergence des matrices admittances et impédances modales est de $N_p N_q = 986$ dans la plupart des cas. Un simple critère de convergence est appliqué pour déterminer la convergence d'un élément individuel de la matrice d'impédance/admittance modale. La précision de la solution augmente avec le nombre de modes Floquet et de fonctions de base retenus malgré qu'elle soit plus sensible au nombre de fonctions de base. Un compromis paraît donc nécessaire sachant que le coût total du calcul des matrices d'impédances/admittances modales est proportionnel à $(N_n N_m)^2 N_p N_q$ à chaque itération des variables indépendantes, à savoir, la direction d'incidence (θ, ϕ) et la fréquence.

Notre test de convergence est basé sur la conductance modale du mode d'ordre zéro (mode fondamental) qui doit être proche de l'admittance caractéristique de la région d'incidence dans le cas d'un écran FSS parfaitement conducteur plongé dans l'air. Cette affirmation est consistante *si et seulement si* aucun mode de Floquet d'ordre supérieur ni de polarisation croisée ne se propage. Les tableaux 4-1 et 4-2 montrent l'évolution de l'admittance modale équivalente normalisée à l'admittance de l'onde incidente dans l'air, Y/ξ_{001} , et de la fréquence de résonance d'une telle FSS en fonction du nombre de fonctions de base ($N_m \times N_n$) et du nombre de modes Floquet ($N_p \times N_q$) retenues dans les simulations. Les résultats sont obtenus pour un écran à ouvertures circulaires avec : $dx = dy = 14 \mu m$, $r = 7 \mu m$, $\alpha = 90^\circ$.

Il convient d'ajouter que le tableau 4-2 montre la valeur de l'admittance équivalente à la fréquence de résonance de 18.4 GHz tel que rapporté dans le tableau 4-1.

Tableau 4-1 Fréquence de résonance en fonction de $N_p \times N_q$.

Fonctions de Base : $N_n \times N_m = 10$	Modes Floquet $N_p \times N_q$	Fréquence de Résonance [GHz]	Coefficient de Réflexion R_{001}
	14	19.8	0,0125
	38	18.4	0,0117
	78	18.2	0,0171
	158	18.4	0,0156
	358	18.6	0,0171
	986	18.4	0,0117
	1418	18.4	0,0115

Tableau 4-2 Admittance FSS normalisée en fonction de $N_m \times N_n$.

Modes Floquet : $N_p \times N_q = 986$	Fonctions de Base $N_m \times N_n$	Conductance Normalisée G/ξ_{001}	Susceptance Normalisée B/ξ_{001}
	2	17,92155	-0,5576
	3	17,92158	-0,55826
	4	18,66274	-0,32391
	5	18,45953	-0,37813
	6	17,96443	-0,73834
	8	2,17103	-0,86261
	9	1,6827	-1,31444
	10	0,99325	0,6802
	12	1,10956	0,6016

Ceci dit, dans les deux cas inductif et capacitif, le calcul du coefficient de transmission et de réflexion doit considérer uniquement les modes de Floquet et de guide d'ondes TE et TM significatifs selon la polarisation de l'onde incidente. Cela permet de réduire la taille du problème à résoudre. Par exemple, pour le cas d'une onde incidente à polarisation TE dans le plan $(x-z)$ et symétriquement par rapport à l'axe x , tous les modes de Floquet de type TM et les modes de guide d'ondes paires seront négligés.

4.7. Modélisation des FSS

4.7.1. Détermination de l'arête de diffraction

Il est souhaitable pour les filtres passe-bande d'éliminer les ordres de diffraction multiples dans le spectre de transmission. En conséquence, il est important de savoir la valeur de la longueur d'onde de l'arête de diffraction, λ_d . Pour trouver λ_d , nous partons des vecteurs de propagation de Floquet u_{pq} et v_{pq} . En utilisant l'équation :

$$\tan\alpha = \frac{2d_y}{d_x} \quad (4.46)$$

et en réarrangeant les termes dans les équations (4.8) et (4.9), on trouve :

$$\frac{u_{pq}}{k} = T_x + \frac{\lambda}{d_x} p \quad (4.47)$$

$$\frac{v_{pq}}{k} = T_y + \frac{\lambda}{d_y} q - \frac{\lambda}{2d_y} p \quad (4.48)$$

Avec $T_x = \sin(\theta)\cos(\phi)$, et $T_y = \sin(\theta)\sin(\phi)$ les cosinus directeurs du vecteur d'onde incidente k . Pour le cas d'un réseau rectangulaire ($\alpha = 90^\circ$), l'équation (4.48) devient :

$$\frac{v_{pq}}{k} = T_y + \frac{\lambda}{d_y} q \quad (4.49)$$

Les équations (4.47) et (4.49) sont des équations périodiques de période λd_x et λd_y respectivement permettant d'établir un diagramme de diffraction dans le plan (T_x-T_y) comme illustré dans la Figure 4-8. Un tel diagramme est souvent utilisé dans la conception de réseaux d'antennes afin de déterminer l'arête de diffraction. Le schéma 4.8 trace les premiers ordres (p,q) . Une onde plane définie par une direction d'incidence, (θ, ϕ) , est représentée par un vecteur de longueur $T_\theta = \sin \theta$, à un angle de ϕ par rapport à l'axe des abscisses.

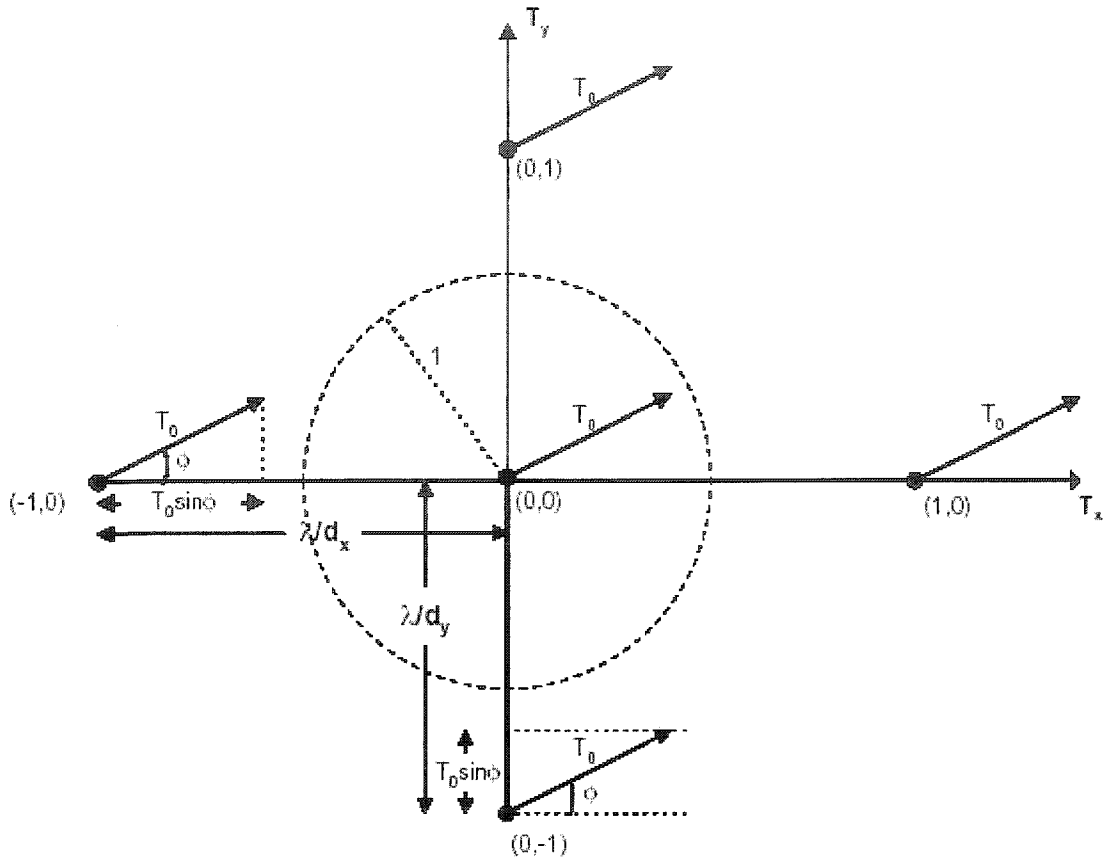


Figure 4-8 Diagramme de lobe secondaire pour un réseau rectangulaire.

Pour les ordres réfléchies, l'angle $\theta_s = \theta$. Pour les ordres transmis, l'angle θ_s doit tenir compte de la présence d'un éventuel substrat selon la loi de Snell :

$$\sqrt{\epsilon_i} \sin \theta = \sqrt{\epsilon_s} \sin \theta_s \quad (4.50)$$

Où ϵ_i et ϵ_s sont les permittivités diélectriques dans les régions de l'onde d'incidente et transmise respectivement. Pour une onde plane avec incidence normale, chaque ordre serait représenté par un point. L'espace réel est défini par le cercle $T_x^2 + T_y^2 = 1$ sur le schéma 4.8. Si le bout d'une flèche est situé à l'intérieur de ce cercle unité alors l'ordre correspondant se propage. Pour que juste le mode d'ordre zéro se propage, seule la flèche d'ordre $(0,0)$ peut être située à l'intérieur du cercle unité.

Par ailleurs, les conditions pour lesquelles seul le mode d'ordre zéro se propage, sont données par :

$$\frac{\lambda}{d_x} \geq 1 + \sin\theta \cos\varphi \quad (4.51a)$$

$$\frac{\lambda}{d_y} \geq 1 + \sin\theta \sin\varphi \quad (4.51b)$$

Où λ est la longueur d'onde dans le milieu de permittivité ϵ_i si on considère les ordres réfléchis; ou la longueur d'onde dans le milieu de permittivité ϵ_s si on considère les ordres transmis.

Ces deux conditions permettent de définir séparément, les arêtes de diffraction suivant les directions x et y tel que :

$$d_1 = \sqrt{\epsilon_r} d_x (1 + \sin\theta_s \cos\varphi) \quad (4.52a)$$

$$d_2 = \sqrt{\epsilon_r} d_y (1 + \sin\theta_s \sin\varphi) \quad (4.52b)$$

Où $\epsilon_r = \epsilon_i$ dans le cas des ordres réfléchies, et $\epsilon_r = \epsilon_s$ dans le cas des ordres transmis.

Alors l'arête de diffraction pour un problème de diffraction bidimensionnel est défini tel que :

$$\lambda_d = \max(d_1, d_2) \quad (4.53)$$

4.7.2. Effet de la forme et des dimensions des ouvertures

a. Ouvertures circulaires et carrées (FSS inductive)

Pour la conception d'un filtre passe-bande, on doit considérer le cas d'une FSS inductive. La première étape dans le processus de conception est de chercher les effets d'une variation de la dimension et de la forme des ouvertures, afin de choisir le type approprié d'ouverture pour la conception du filtre. Aucun substrat diélectrique ne sera

considéré dans cette première phase de conception (cet effet sera considéré plus tard). L'onde plane incidente sera considérée normale et à polarisation TE.

Nous allons considérer le cas des ouvertures carrées d'abord. Les profils de réflexion ont été calculés pour différentes dimensions d'ouverture. Le schéma 4.9 décrit la géométrie du filtre FSS. Les périodes spatiales ($d_x = d_y$) sont maintenues constante à 30 mm. Les dimensions a et b sont; $a = b = 10\text{ mm}$, 20 mm , 24 mm , et 28 mm .

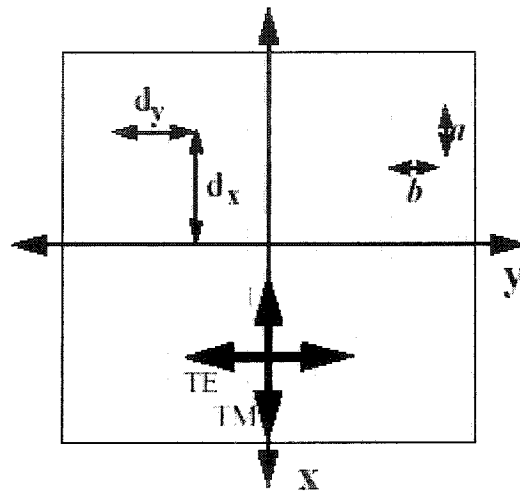


Figure 4-9 FSS à ouvertures carrées dans l'air. $d_x = d_y = 30\text{ mm}$.

Les profils de réflexion pour le mode fondamentale sont représentés sur la figure 4.10. Pour une raison de symétrie, une FSS avec des ouvertures carrées (et périodicité égale dans les directions x et les y) devrait produire le même profil de transmission pour les deux polarisations TE et TM dans le cas d'une onde incidente normale.

On constate d'après la figure qu'un rétrécissement des dimensions a et b de l'ouverture carré se traduit aussi par un rétrécissement du profil de réflexion de l'écran FSS. Ce qui rappelle le profil typique d'un filtre passe-bande à bande étroite. En outre, l'utilisation d'ouvertures carrées, rend une FSS insensible à la polarisation de l'onde incidente.

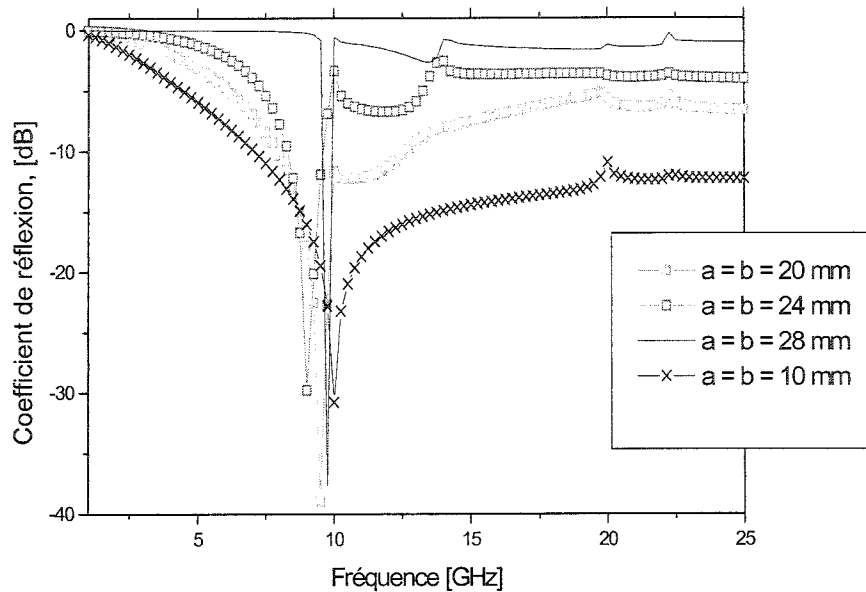


Figure 4-10 Profils de réflexion d'une FSS dans l'air à ouvertures carrées.

Dans le cas des ouvertures circulaires, la géométrie est rapportée sur le schéma 4.11. La période spatiale est $d_x = d_y = 30 \text{ mm}$. Le diamètre de l'ouverture circulaire, d , remplace les dimensions rectangulaires a et b , afin de dresser une comparaison avec les ouvertures carrées. La figure 4.12 montre les profils de réflexion du mode d'ordre zéro pour des ouvertures circulaires avec dimension équivalente ($d = a = b$). Une comparaison des figures 4.10 et 4.12, révèlent que les largeurs de bande à -3 dB pour les ouvertures circulaires sont inférieures aux largeurs de bande pour les ouvertures carrées. La deuxième observation concerne la fréquence de résonance où une légère différence existe entre les profils des deux types d'ouvertures avec un décalage vers les basses fréquences pour le cas des ouvertures circulaires.

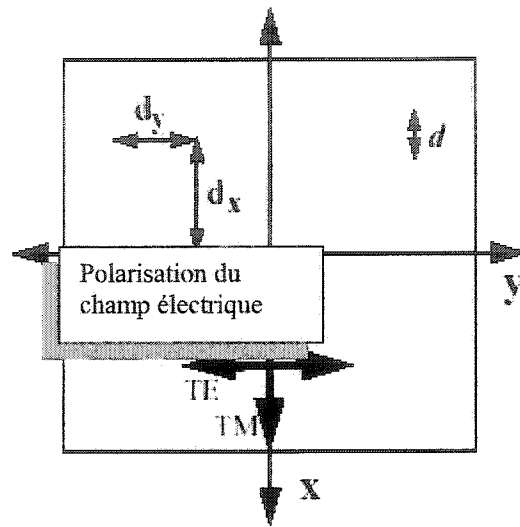


Figure 4-11 FSS à ouvertures circulaires dans l'air. $d_x = d_y = 30$ mm.

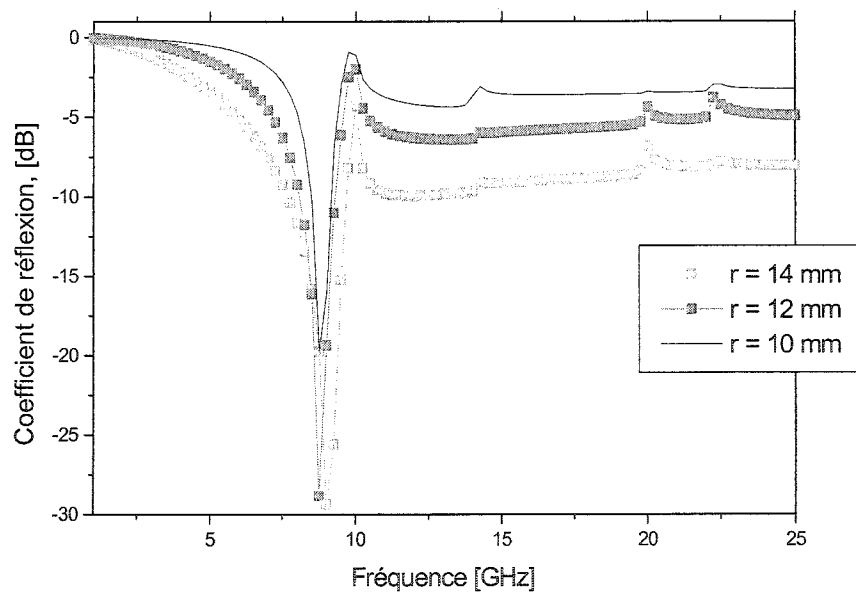


Figure 4-12 Profils de réflexion d'une FSS dans l'air à ouvertures circulaires.

En conclusion, nous remarquons que les fréquences de résonance pour les deux types d'ouvertures discutés dans ce paragraphe tendent à converger en diminuant les dimensions des ouvertures (Tableau 4-3). Concernant les largeurs de bande, nous

constatons que les ouvertures carrées sont meilleures candidates pour la conception de filtres à large bande et que les ouvertures circulaires avec dimensions équivalentes sont mieux adaptées pour les filtres à bande étroite.

Tableau 4-3 Comparaison de la fréquence de résonance entre une FSS à ouvertures carrées et une FSS à ouvertures circulaires.

	Fréquence de résonance, [GHz]	
	Ouvertures circulaires	Ouvertures carrées
$d = a = b = 28 \mu\text{m}$	9	10
$d = a = b = 24 \mu\text{m}$	8.75	9.5
$d = a = b = 20 \mu\text{m}$	8.75	9

L'extrapolation d'un nombre suffisant de fréquences de résonances en fonction des dimensions des motifs pourrait nous permettre d'établir des équations utiles à la conception de filtres FSS à savoir la caractéristique reliant leur fréquence de résonance au choix des motifs.

b. Ouvertures rectangulaires

Soit un filtre FSS à ouvertures rectangulaires avec une période spatiale $d_x = d_y = 30 \text{ mm}$. Le schéma 4.13 rapporte la géométrie utilisée. La polarisation de l'onde incidente est considérée TE quand le vecteur de champ électrique est perpendiculaire à l'arête a des ouvertures rectangulaires, et TM quand le vecteur de champ électrique est parallèle à l'arête b . La longueur des ouvertures, a , reste constante à 24 mm , alors que la largeur, b , varie de 2 mm à 14 mm .

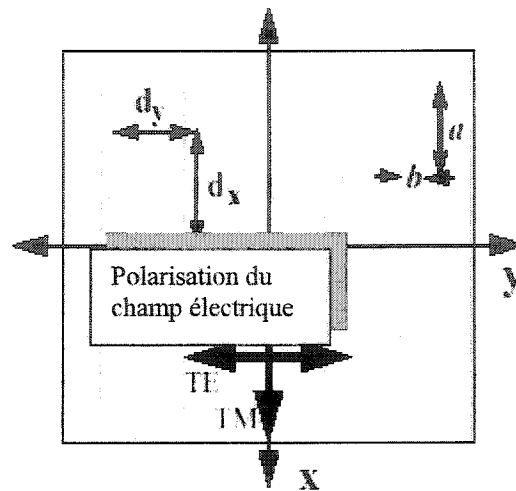


Figure 4-13 FSS à ouvertures rectangulaires dans l'air. $d_x = d_y = 30$ mm.

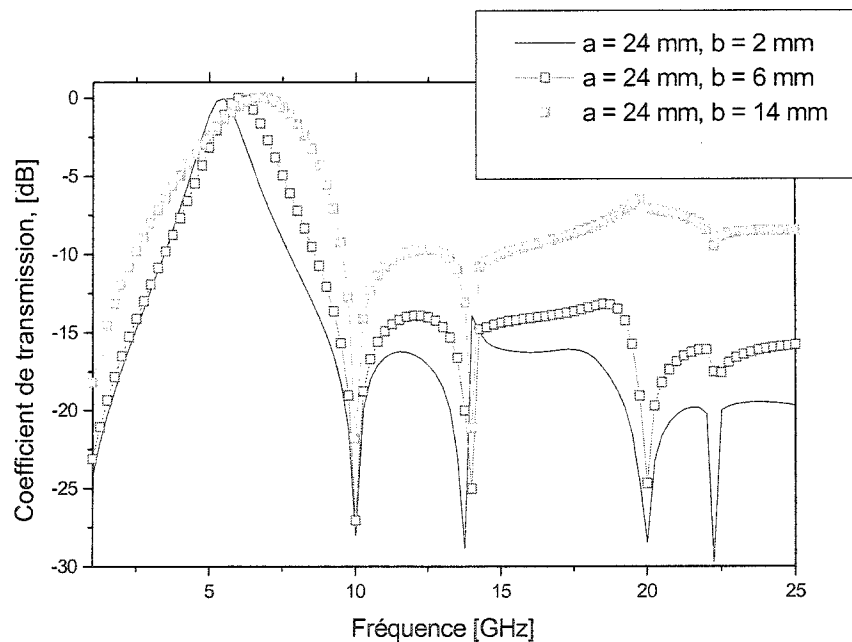


Figure 4-14 Profils de transmission d'une FSS dans l'air à ouvertures rectangulaires.

La figure 4.14 rapporte le coefficient de transmission en fonction de la fréquence d'un filtre FSS à ouvertures rectangulaires pour plusieurs rapports de forme a/b . Pour $b = 2$ mm (fente étroite), le profile de transmission est plus étroit avec une résonance à 5.5 GHz. A fur et à mesure que la rapport de forme a/b diminue (fente plus large), la

fréquence de résonance augmente et avec elle la largeur de bande (jusqu'à 6.75 GHz pour $b = 14$ mm). Une deuxième observation concerne l'asymétrie du profil de transmission qui augmente quand a/b diminue.

On conclut que les FSS à ouvertures rectangulaires possèdent un degré de liberté de plus par rapport aux FSS analysées dans le paragraphe précédent puisqu'elles permettent de contrôler à la fois la largeur de bande et la fréquence de résonance.

Une autre analyse intéressante concerne l'étude de l'influence de la périodicité sur la réponse du filtre FSS. La figure 4.15 montre la réponse d'une FSS à ouvertures carrées dans l'air ($a = b = 14$ mm).

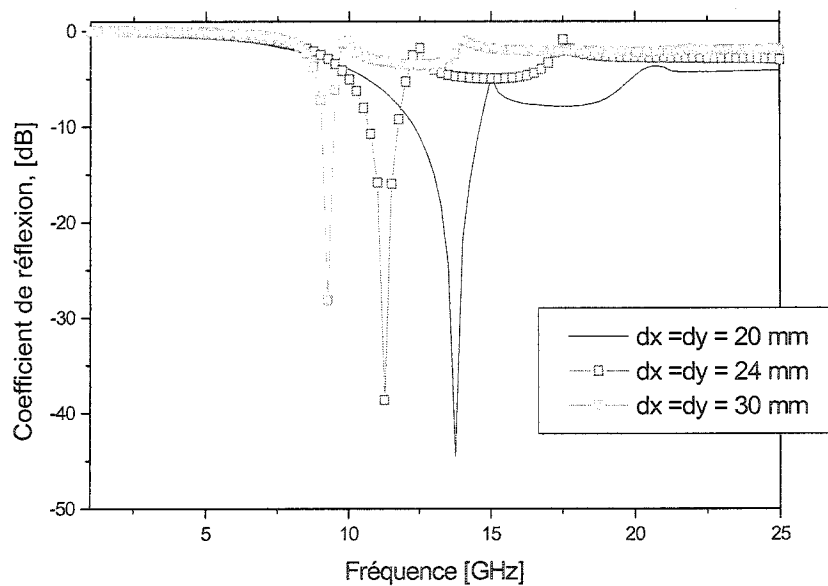


Figure 4-15 Profils de transmission d'une FSS dans l'air à ouvertures carrées.

Une première remarque concerne le déplacement de la fréquence de résonance vers les hautes fréquences à fur et à mesure que la périodicité diminue. La même observation s'applique pour la largeur de bande aussi. La deuxième concerne les pics du coefficient de réflexion à la résonance qui diminuent quand la périodicité augmente. Ce qui semble

indiquer que les ouvertures deviennent invisibles à l'onde quand la périodicité du réseau devient grande par rapport à leurs dimensions. Le cas limite aurait donc un profil de réflexion équivalent à celui d'une surface parfaitement métallique et continue.

La encore on pourrait extraire par extrapolation les équations reliant la fréquence de résonance et la largeur de bande à la géométrie choisi.

4.7.3. Influence du substrat

L'insertion d'un substrat pour supporter un filtre FSS est une situation typique qui ne sera pas sans répercussions sur la réponse du filtre. Les résultats de la figure 4.16 ont été obtenus pour un filtre FSS à ouvertures circulaires avec $dx = dy = 1.73 \text{ cm}$, $r = 0.6 \text{ cm}$, et $\alpha = 60^\circ$. Trois configuration ont été envisagées pour analyser l'influence du substrat sur la réponse d'un filtre FSS :

- 1) écran FSS parfaitement conducteur plongé dans l'air.
- 2) même écran déposé sur une couche diélectrique de permittivité 4 et d'épaisseur 0.04 cm inséré du côté de l'onde transmise.
- 3) même écran pris entre deux couches du même diélectrique de même épaisseur que dans ii).

Cette étude reproduit de très près (maximum de $\sim 2.2 \%$ d'erreur) les résultats publiés dans [62] concernant la même caractérisation. L'erreur sur la fréquence de résonance étant de moins de 2.2% pour tous les cas analysés.

La figure 4.16 montre le coefficient de réflexion en fonction de la fréquence pour ces trois configuration et pour une onde incidente normale de polarisation TE. Sans aucun diélectrique, le filtre présente une résonance à 17.5 GHz. Avec l'addition d'une couche diélectrique du côté de l'onde transmise, la fréquence de résonance devient 15 GHz. Quant le filtre est pris entre deux couches du même diélectrique, la résonance apparaît à 13.2 GHz. Il est évident que l'insertion du diélectrique a pour effet de déplacer la

fréquence de résonance du filtre FSS vers les basses fréquences. On constate aussi qu'elle diminue toujours avec le même pas.

Généralement, la couche diélectrique permet d'adapter l'admittance modale de l'écran FSS à l'admittance caractéristique du milieu ou l'écran est plongé. Cette configuration rend l'écran FSS moins sensible aux variations de l'angle d'incidence et de la polarisation de l'onde incidente en stabilisant sa fréquence de résonance.

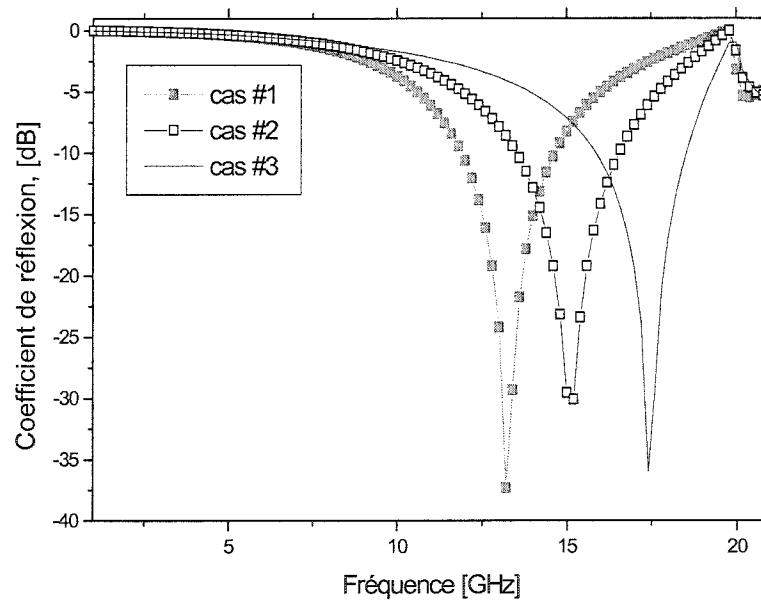


Figure 4-16 Profils de transmission pour FSSs à ouvertures circulaires.

4.7.4. Étude de cas : influence de la couche de BST

Rappelons que le BST est un matériau ferroélectrique avec une constante diélectrique élevée qui varie en fonction du champ électrique qui lui est appliqué. Cette caractéristique permet d'envisager la réalisation d'un dispositif micro-ondes contrôlable en tension.

Notre objectif était de concevoir une surface se comportant comme mur magnétique autour de sa fréquence de résonance pour des applications de combinaison spatiale de puissance dans les guides d'ondes. La fréquence de résonance pourrait ensuite être variée en variant la tension de polarisation appliquée au BST.

C'est dans ce contexte que s'inscrivait ce travail de maîtrise au départ. Celui de concevoir un filtre FSS dont la fréquence de résonance serait accordable à travers l'utilisation du BST.

Malheureusement, nous n'avons pas pu identifier la configuration géométrique permettant la conception d'un filtre FSS accordable en fréquence utilisant le BST en couche mince comme substrat. Le problème sous-jacent était de trouver une configuration de géométrie périodique et de type coplanaire en même temps afin de pouvoir polariser le BST. Cette dernière partie ne présente donc aucun résultat expérimental puisque le dispositif envisagé n'a pas été réalisé. Elle expose par contre l'état de l'art et les perspectives sur l'utilisation du BST dans la conception d'un dispositif FSS accordable en fréquence.

Afin de pouvoir étudier l'accordabilité d'un tel dispositif, deux configurations de filtres FSS ont été envisagées (figure 4.17) :

- i. FSS déposée sur une couche de BST et d'un substrat épais de faible permittivité ($\epsilon_r = 2.2$).
- ii. FSS prise entre deux couches minces de BST de même épaisseur et déposée sur le même substrat que dans i).

L'approximation de substrat "épais" ($h > 10\lambda$) est modélisé ici par un model semi infini pour des raisons de convergence et de simplicité. L'hypothèse est vérifié on s'apercevant que $e^{-\gamma_{pq}h} \ll 1$ pour l'épaisseur de substrat considérée ici.

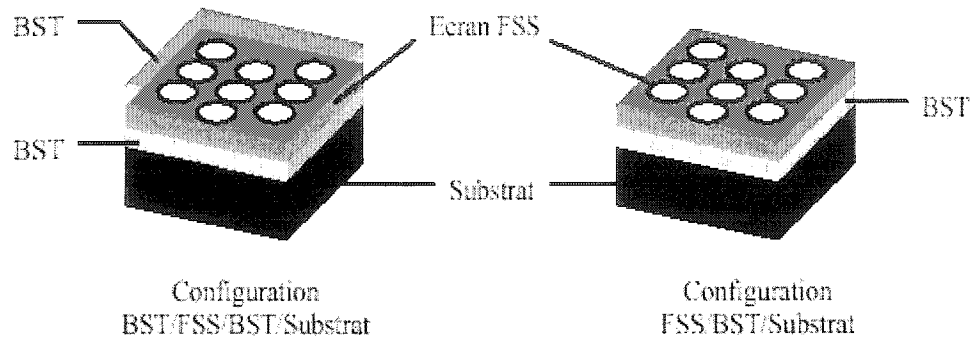


Figure 4-17 Configuration d'écrans FSS utilisant le BST

Les figures 4.18a et 4.18b montrent la phase et le coefficient de réflexion de la première FSS en fonction de la fréquence. Les résultats ont été obtenus pour une géométrie d'ouvertures circulaires dont les dimensions sont : $dx = dy = 15 \text{ mm}$, $r = 7 \text{ mm}$, $\alpha = 90^\circ$.

Les pertes diélectriques ont été négligées dans cette simulation. On variant la permittivité de la couche de BST de 400 à 600, la fréquence de résonance varie de 12.2 GHz à 11.6 GHz. Cela fait une accordabilité de 5 %. La largeur de bande pour cette configuration est de 3 GHz pour les deux valeurs de $\epsilon(\text{BST})$.

La deuxième configuration est en tout point identique à la première sauf dans la configuration diélectrique. Les figures 4.19a et 4.19b montrent la phase et le coefficient de réflexion en fonction de la fréquence. Les pertes diélectriques ont été négligées dans les simulations.

On constate qu'on variant simultanément la constante diélectrique des deux couches de BST de 400 à 600, la fréquence de résonance varie de 11 GHz à 10.2 GHz. Cela fait une accordabilité de 7.8 %, supérieure à l'accordabilité obtenue avec l'autre configuration. La largeur de bande est aussi supérieure pour cette configuration, soit de 3.8 pour $\epsilon(\text{BST}) = 400$, et de 3.2 pour $\epsilon(\text{BST}) = 600$, ce qui fait une dégradation de largeur de bande de 15.8 %.

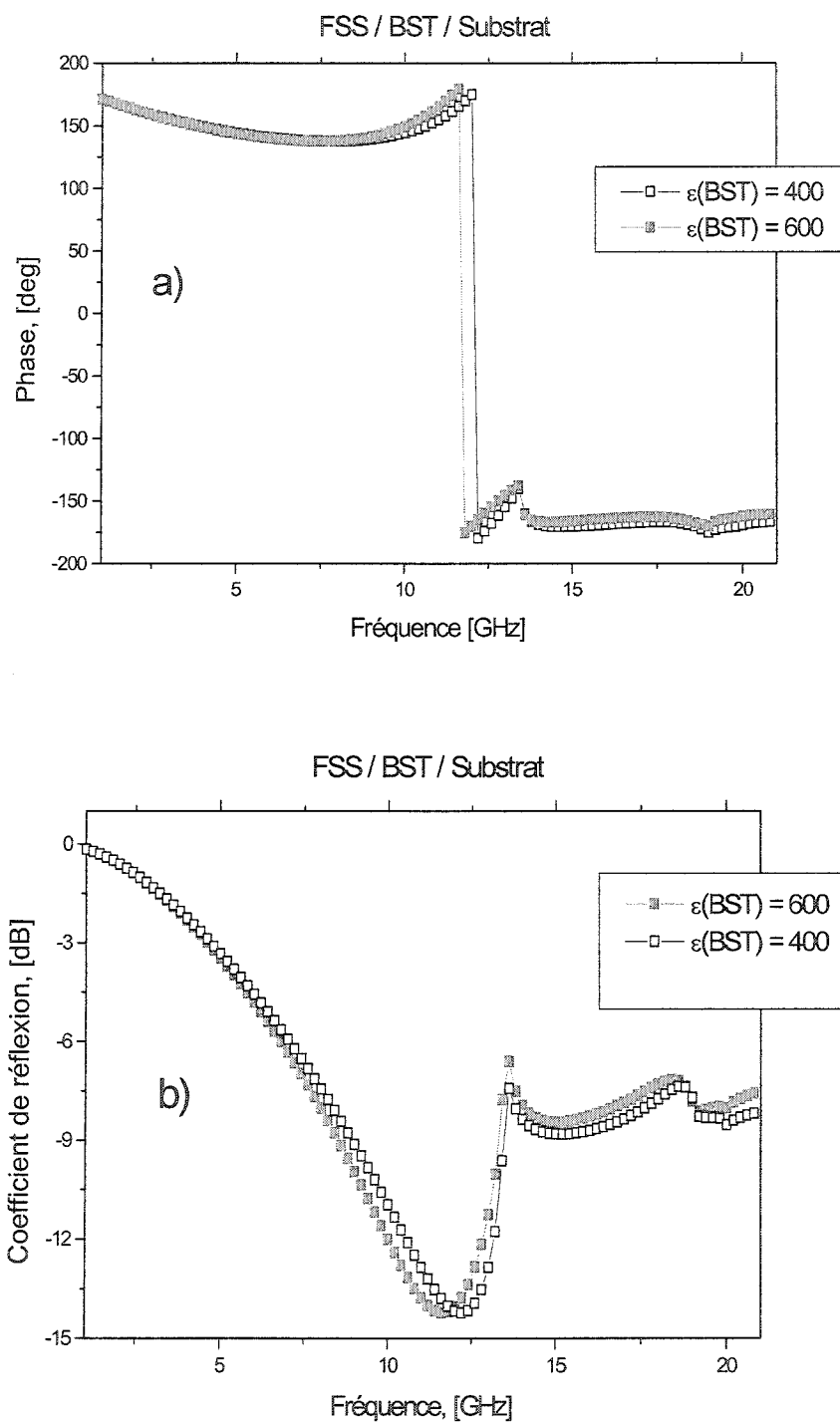


Figure 4-18 Structure FSS/BST/Substrat : a) phase. b) coefficient de réflexion.

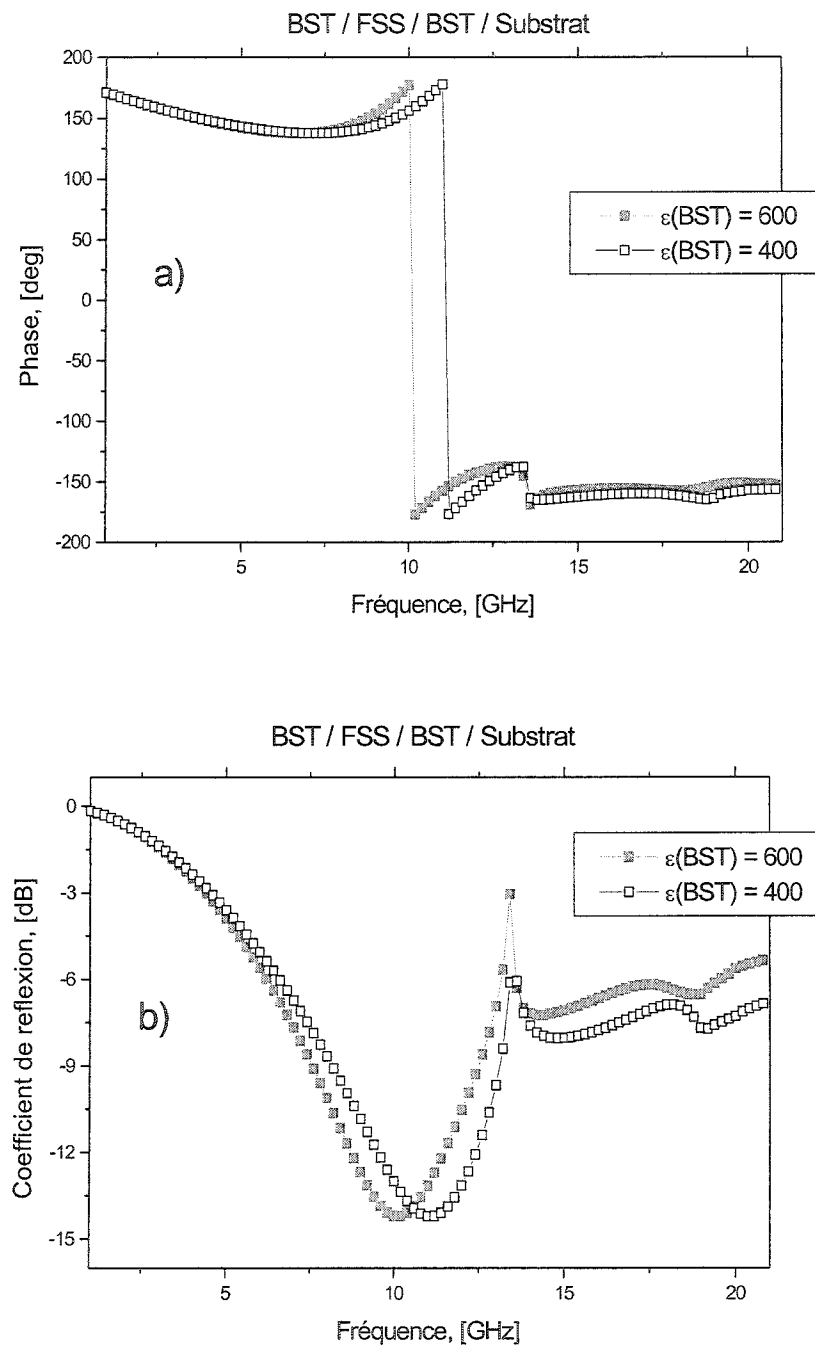


Figure 4-19 Structure BST/FSS/BST/Substrat : a) phase. b) coefficient de réflexion.

Nous concluons que la configuration sandwich est meilleure candidate pour la conception des filtres FSS accordables utilisant le BST. Il faudrait cependant revoir les conditions de dépôt s'elles le permettent. Pour l'instant, ces simulations constituent une vraie perspective vers la réalisation d'un tel dispositif.

4.8. Conclusion

Au long de ce chapitre, les profils de transmission des surfaces sélectives en fréquence ont été étudiés pour différentes configurations géométriques : motifs circulaires, carrées, et rectangulaires ; réseau d'ouvertures ou patches ; et effet du substrat.

Nous avons démontrés que les ouvertures carrées sont meilleures candidates pour la conception de filtres à large bande et que les ouvertures circulaires avec dimensions équivalentes sont mieux adaptées pour les filtres à bande étroite.

De leurs côté, les motifs rectangulaires semblent être le meilleur choix pour la conception de filtre passe bande, et plus particulièrement, les motifs étroits. Dans ce sens, nous avons prouvé que ces motifs sont capables de produire des profils de transmission de bande étroite pour une onde à incidence normale.

Ensuite, nous avons pu mettre en évidence comment la périodicité du réseau FSS permettait de contrôler la fréquence de résonance de celui-ci. Cette effet n'étant pas exclusive au changement de la période du réseau, nous obtenons le même résultat par l'insertion d'un substrat du côté de l'onde incidente, transmise, ou des deux côtés de la surface.

Enfin, nous ouvrons les perspectives, dans un futur proche, de réalisation d'un écran sélectif accordable en fréquence, en prouvant sa faisabilité au moyen de plusieurs simulations. Ainsi nous avons étudié des cas de filtres FSS où l'on a incorporé des films de BST selon différentes configurations. Les résultats sont prometteurs : une accordabilité maximale de la fréquence de résonance de 7.8 % pour une configuration de

type encapsulée. Malheureusement, aucun résultat expérimental n'a été exposé puisque le dispositif envisagé n'est pas encore réalisé. Le problème, tel que nous l'avons évoqué avant, est lié à la difficulté de polariser les films de BST qui seront incorporés au dispositif.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Les travaux présentés dans ce mémoire s'inscrivent dans un projet de recherche mené sur deux volets. Le premier concerne l'élaboration et l'optimisation des procédés de dépôt de couches minces de titanate de baryum et de strontium (BST). Le deuxième passe par la caractérisation hyperfréquence et large bande de ses propriétés diélectriques et l'étude de son application aux dispositifs micro-ondes tel que les surfaces sélectives accordables en fréquence (Frequency Selective Surfaces). Le centre poly-GRAMES et l'INRS se sont directement impliqués dans ces deux voies de recherche avec pour objectif principal, la réalisation de composants agiles en fréquence. Le mémoire s'articule autour de quatre parties dont le contenu va être rappelé.

Dans le premier chapitre, nous avons situé cette étude en rappelant quelques généralités sur les matériaux ferroélectriques. Cela nous a permis de définir les caractéristiques du titanate de baryum et de strontium (BST). L'utilisation des matériaux sous forme de couches minces étant désormais courante en électronique, ce chapitre s'est poursuivi par la présentation des avantages des films vis à vis des matériaux sous forme massive, ainsi que des techniques généralement employées pour déposer le BST. Enfin, nous avons clôturé cette première partie par une étude bibliographique des diverses applications micro-ondes des films de BST avec un intérêt particulier porté aux dispositifs accordables en fréquence.

La caractérisation micro-ondes de plusieurs films de BST de différentes épaisseurs fait l'objet du deuxième chapitre. La méthode est fondée sur une cellule de mesure de type coplanaire dont le substrat bicouche est constitué d'un film mince de BST et d'alumine épais. L'avantage de cette configuration est clair : faible dispersion avec la fréquence et forte sensibilité vis à vis de la couche diélectrique supérieur. L'analyse quasi-statique de

la cellule de mesure a permis de relier les paramètres ϵ_r et $\tan\delta$ du matériau aux paramètres S mesurés de la cellule. les résultats obtenus au moyen de cet dispositif donnent des permittivités diélectriques entre 550 et 600 et des tangentes de pertes autour 0.05 toutes épaisseurs confondus.

Sur la voie menant du ferroélectrique au dispositif accordable en fréquence, une première étape consiste à prouver l'existence de la propriété d'accordabilité chez le BST testé. Pour se faire, une technique de caractérisation permettant de mesurer l'effet de la polarisation sur ses propriétés diélectriques a tout d'abord été mise au point. La méthode est fondée sur une approche quasi-statique qui modélise une cellule de mesure utilisant une capacité interdigitée fabriquée sur un film mince de BST et d'alumine épais. La mesure du coefficient de réflexion S_{11} aux bornes de la capacité permet de déterminer la constante diélectrique et la tangente de pertes des films testés. Les valeurs obtenues pour ϵ_r sont comprises entre 500 et 600 et les tangentes de pertes sont obtenues entre 0.05 et 0.07 pour la gamme de fréquence allant de 1 jusqu'à 3 GHz. Les films de que nous avons étudiés ont effectivement montrés un comportement d'accrodabilité sous l'action d'une tension continue de quelques dizaines de volt appliquée entre les bornes de la capacité : 12 % pour une tension maximale de 35 Volt.

Malgré que ces résultats démontrent la faisabilité d'insérer le matériau BST dans des dispositifs accordables en micro-ondes, les pertes diélectriques sont encore inacceptables pour ce genre d'applications. Des travaux complémentaires sont donc nécessaires afin d'analyser au mieux les mécanismes de pertes mis en jeu, les conditions optimales de dépôt et de composition, le choix du substrat et des électrodes, et l'adaptation des techniques de caractérisation aux hautes fréquences, dans l'objectif de réussir l'intégration du BST dans la conception de dispositifs micro-ondes accordables.

Avec les propriétés diélectriques obtenues, le BST reste un matériau prometteur pour, bien sûr, des applications où les pertes diélectriques ne sont pas rédhibitoires. Pour cette raison, ces films nous servirons, dans un futur proche, de base pour la réalisation d'un

écran sélectif accordable en fréquence par l'utilisation de capacités interdigitées localisées et contrôlables en tension.

RÉFÉRENCES

- [1] Ferroelectric thin films: synthesis and basic properties, Amsterdam, The Netherlands: Gordon & Breach Publishers, c1996.
- [2] Thin films. V. 28, Frontiers of thin film technology, San Diego, Calif.: Academic Press, c2001.
- [3] Xu, Ferroelectric Materials and Their Applications, Amsterdam: North-Holland 1991.
- [4] D. Roy, S.B. Krupanidhi, "Excimer laser ablated barium strontium titanate thin films for dynamic random access memory applications", Appl. Phys. Lett. Vol. 62, pp 1056-1058, Mar. 1993.
- [5] S.M. Bilodeau, R. Carl, P. Van Buskirk, et al. "MOCVD BaSrTiO₃ for 1-GBIT DRAMs", Solide state technol. 7, Vol. 40, Jul. 1997
- [6] J.S. Horwitz, J.M. Pond, B. Tadayan, et al., "Sr_xBa_(1-x)TiO₃ thin films for active microwave applications", Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 361, pp 515-520.
- [7] N.J. WU, H. LIN, K. XIE, et al., "A comparison study of (100) and (110) Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO₃ epitaxial thin films grown on superconducting YBa₂Cu₃O_{7-x} thin film substrates", Physica C 232, pp 151-157, 1994.
- [8] T.M. Shaw, Z. Suo, M. Huang, et al., "The effect of stress on the dielectric properties of barium strontium titanate thin films", Appl. Phys. Lett. Vol. 75, N° 14, pp 2129-2131, Oct. 1999.

- [9] A. Kozyrev, A. Ivanov, V. Keis, et al., "Ferroelectric films: nonlinear properties and applications in microwave devices", IEEE - session WEIF 54, pp 985-98, 1998.
- [10] Y.A. Boikov, Z.G. Ivanov, A.N. Kiselev, et al., "Epitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ heterostructures on-silicon-on-sapphire for tunable microwave components", J. Appl. Phys., 78, pp 4591-4595, Oct. 1995.
- [11] F. De Flaviis, N. G. Alexopoulos, "Thin ceramic ferroelectric phase shifter for steerable microstrip patch antenna array", 28th European Microwave Conference, Amsterdam – 1998, pp 678-683.
- [12] M. B Lee, M. Kawasaki, M. Yoshimoto, et al., "Heteroepitaxial growth of BaTiO_3 films on Si by pulsed laser deposition", Appl. Phys. Lett., 66, pp 1331-1333, Mar. 1995.
- [13] F. Wang, S. F. Karmanenko, V. I. Sakharov, et al., " $\text{Ba}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{TiO}_3$ ferroelectric film prepared with the sol-gel process and its dielectric performance in planar capacitor structures", J. Mater. Res., Vol. 13, No 5, pp 1243-1248, May 1998.
- [14] Y. Gim, T. Hudson, Y. Fan, et al. "Microstructure and dielectric properties of $\text{Ba}_{1-x}\text{Sr}_x\text{TiO}_3$ films grown on LaAlO_3 substrates", Appl. Phys. Lett., Vol. 77, N° 8, pp 1200-1202, Aug. 2000.
- [15] J. Baker-Jarvis, M. Janezic, B. Riddle, C. Holloway, N. Paulter, and J. Blendell, "Dielectric and Conductor-Loss Characterization and Measurements on Electronic Packaging Materials", NIST Technical Note 1520. 2001.
- [16] R. J. Cook, "Microwave cavity methods," in High Frequency Dielectric Measurement, J. Chamberlain and G. W. Chantry, Eds. Guildford, U.K.: IPC Science and Technology, 1973, pp 12-17.

- [17] M. A. Stuchly and S. S. Stuchly, "Coaxial line reflection method for measuring dielectric properties of biological substances at radio and microwave frequencies: A review," IEEE Trans. Instrum. Meas., vol. 29, pp 176-183, Sept. 1980.
- [18] M.D. Janezic, D.F. Williams, V. Blaschke, A. Karamcheti, Chi Shih Chang, "Permittivity characterization of low-k thin films from transmission-line measurements," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 51, no. 1, pp. 132-136, Jan 2003.
- [19] D. K. Godgaonkar, V. V. Varadan, and V. K. Varadan, "Free-space measurement of complex permittivity and complex permeability of magnetic materials at microwave frequencies", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 39, pp. 387-394, Apr. 1990.
- [20] Handbook of thin film devices. Volume 5, Ferroelectric film devices. San Diego: Academic Press, 2000.
- [21] G. Subramanyam, F. V. Keuls, and F. A. Miranda, "A K-Band tunable microstrip bandpass filter using a thin film conductor/ferroelectric/dielectric multilayer configurations," IEEE Microwave Guided Wave Lett., vol. 8, no. 2, pp. 78-80, Feb. 1998.
- [22] B. Acikel, T. R. Taylor, P. J. Hansen, J. S. Speck, and R. A. York, "A new high performance phase shifter using BaSrTiO₃ thin films," IEEE Microwave and Wireless Components Lett., vol. 12, no. 7, pp. 237-239, July 2002.
- [23] Miranda, F.A., Subramanyam, G., van Keuls, F.W., Romanofsky, R.R., Warner, J.D., Mueller, C.H., "Design and development of ferroelectric tunable microwave components for Ku-band K-band satellite communication systems", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 48, Issue 7, Pg. 1181-1189, July 2000.

- [24] D. Galt, T. Rivkina, and M. W. Cromer, "Microwave tuning quality and power handling of voltage-tunable capacitors: Semiconductor varactor vs. $\text{Ba}_{1-x}\text{Sr}_x\text{TiO}_3$ ", Proc. Mater. Res. Soc., Fall 1997-1998, pp. 341-347.
- [25] F. DeFlaviis, N. G. Alexopolous, and O. M. Staffsudd, "Planar microwave integrated phase shifter design with high purity ferroelectric material," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 45, pp. 963-969, June 1997.
- [26] R. A. York, A. S. Nagra, P. Periaswami, O. Auciello, S. K. Steiffer, and J. Im, "Synthesis and Characterization of BaSrTiO thin films and integration into microwave varactors and phase shifters," Int. Integrated Ferroelect. Symp., 2000.
- [27] Deleniv, A., Abadei, S., Gevorgian, S., "Tunable ferroelectric filter-phase shifter", IEEE MTT-S 2000, Vol. 2, pp. 1267 – 1270, June 2003.
- [28] <http://www.paratek.com>
- [29] R. Romanovsky, J. Bernhard, G. Washington, V. VanKeuls, F. Miranda, and C. Cannedy, "A K-band linear phased array antenna based on BaSrTiO thin film phase shifters", in IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig., 2000, pp. 1351-1354.
- [30] G. Subruamanyam, F. V. Keuls, and F. A. Miranda, "A K-band-frequency agile microstrip bandpass filter using a thin-film HTS/ferroelectric/dielectric multilayer configuration," IEEE Trans. MTT., vol. 48, no. 4, pp. 525-530, April 2000.
- [31] D. C. Degroot, D. K. Walker, and R. B. Marks, "Impedance mismatch effects on propagation constant measurement", IEEE Microwave and Wireless Components Lett., vol. 13, no. 6, pp. 211-213, June 2003.

- [32] M. D. Janezic, and J. A. Jargon, "Complex dielectric constant determination from propagation constant measurements", IEEE Microwave and Guided Wave Lett., vol. 9, no. 2, pp. 76-78, Feb. 1999.
- [33] R. B. Marks, "A multiline method of network analyzer calibration", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 39, pp. 1205-1215, July 1991.
- [34] M. B. Steer, S. B. Goldberg, G. Rinne, P. D. Franzon, I. Turlik, J. S. Kasten, "Introducing the through-line deembedding procedure," Microwave Symposium Digest 1992, vol. 3, pp. 1455-1458, June 1992.
- [35] J. Grzyb, D. Cottet, G. Troster, "Systematic deembedding of the transmission line parameters on high-density substrates with probe-tip calibrations", Electronic Components and Technology Conference, 2002. Proceedings. 52nd, 28-31 pp. 1051-1057, May 2002.
- [36] R. B. Marks, D. F. Williams, "Characteristic impedance determination using propagation constant measurement", IEEE Microwave Guided Wave Lett. Vol. 1, pp. 141-143, June 1991.
- [37] Y. Eo, W. R. Eisenstadt, "High-speed VLSI interconnect modeling based on S-parameter measurement", IEEE Trans. Comp. Hybrids Manuf. Tech., Vol. 16, pp. 555-562, Aug. 1993.
- [38] Williams, D. F., Arz, U., Grabinski, H., "Accurate characteristic impedance measurement on silicon", IEEE MTT-S International, Vol. 3, pp. 1917-1920, June 1998.
- [39] E. Carlsson, S. Gevorgian, "Conformal mapping of the field and charge distributions in multilayered substrate CPW's", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 47, no. 8, pp. 1544-1553, Aug. 1999.

- [40] K. C. Gupta, R. Garg, and I. J. Bahl, *Microstrip Lines and Slotlines*. Boston, MA: Artech House, 1992, p. 278.
- [41] M. E. Davis, E. W. Williams, and A. C. Celestini, "Finite-boundary corrections to the coplanar waveguide analysis", *IEEE Trans. MTT*, Vol. 21, pp. 594-596, Sept. 1973.
- [42] Gevorgian, S., Berg, H., Jacobsson, H., Lewin, T., "Application notes - basic parameters of coplanar-strip waveguides on multilayer dielectric/semiconductor substrates, Part 1: high permittivity superstrates", *IEEE Microwave Magazine*, Vol. 4, pp. 60-70, June 2003.
- [43] C. L. Holloway, R. R. Delyser, and E. F. Kuester, "A quasi-closed form expressions for the conductor loss of CPW lines, with and investigation of edge shape effects", *IEEE Trans. MTT*, Vol. 43, pp. 2695-2701, Dec. 1995.
- [44] S. S. Bedair and I. Wolff, "Fast, accurate and simple approximate analysis formulas for calculating the parameters of supported coplanar waveguides for MMIC's", *IEEE Trans. MTT*, Vol. 40, pp. 41-48, Jan. 1992.
- [45] W. HEINRICH, "Full Wave Analysis of Conductor Losses on MMIC Transmission Lines", *IEEE Trans. MTT*, Vol 38, n°1, pp 1468-11478, October 1990.
- [46] K. Wu, R. Vahldieck, J. Fikart, H. Minkus, "The influence of finite conductor thickness and conductivity on fundamental and higher-order modes in Miniature Hybrid MIC's (MHMIC's) and MMIC's," *IEEE Trans. MTT*, Vol. 41, pp. 421-430, March 1993.
- [47] G. D. Alley, "Interdigital capacitors and their application to lumped elements microwave integrated circuits", *IEEE Trans. MTT*, Vol. 18, pp. 1028-1033, 1970.

- [48] S. Gevorgian, T. Martinsson, P. L. J. Linner, and E. L. Kollberg, "CAD models for multilayered substrate interdigital capacitors", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 44, no. 6, pp. 896-904, June 1996.
- [49] R. K. Hoffman, Handbook of microwave integrated circuits. Norwell. MA: Artech. 1987.
- [50] E. Pettenpaul, H. Kapasta, A. Weisgerber, H. Mampe, J. I. Luginsland, and I. Wolff, "CAD models of lumped elements on GaAs up to 18 GHz", IEEE Trans. MTT, Vol. 36, pp. 294-304, 1998.
- [51] R. Esfandiari, D. W. Maki, and M. Siracusa, "Design of interdigitate capacitors and their application to gallium arsenide monolithic filters", IEEE Trans. MTT, Vol. 31, pp. 57-64, 1983.
- [52] S. W. Kirchoefer, J. M. Pond, A. C. Carter, W. Chang, K. K. Agarwal, J. S. Horwitz, D. B. Chrisey, "Microwave properties of Sr_{0.5}Ba_{0.5}TiO₃ thin-film interdigitated capacitors," Microwave and Optical Technology Letters, vol. 18, no. 3, pp. 168-171, June 1998.
- [53] V. CRACIUN and R.K. SINGH "Characteristics of the surface layer of barium strontium titanate thin films deposited by laser ablation", Appl. Phys. Lett., Vol. 76, N° 14 - Apr. 2000, pp 1932-1934.
- [54] W. WU, D. PENG, Y. DING, et al. "Dielectric tunable propeties of (Ba_{1-x}Sr_x)TiO₃ thin films on LaAlO₃ substrate", Materials Science in Semiconductor Processing - Vol: 4 - Issue 6 - Dec 2001, pp 673-678.
- [55] M. Jain, S.B. Majumder, R.S. Katiyar, et al. "Novel barium strontium titanate Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO₃/MgO thin film composites for tunable microwave devices", Materials Letters 4506-2003, pp 1-5

- [56] S.U. Adikary, H.L.W. Chan, "Compositionally graded $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ thin films for tunable microwave applications", Materials Chemistry and Physics 79-2003, pp 157-160.
- [57] S. S. Gevorgian, and E. L. Kollberg, "Do we really need ferroelectrics in paraelectric state only in electrically controlled microwave devices?," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 49, pp. 2117-2124, Nov. 2001.
- [58] N. Amitay, V. Galindo, and C. P. Wu, Theory and Analysis of Phased Array Antennas. Wiley-Interscience, New York, 1972.
- [59] T. K. Wu, ed., Frequency Selective Surface and Grid Array. John Wiley & Sons, New York, 1995.
- [60] B. A. Munk, R. J. Leubers, and R. D. Fulton, "Transmission Through a Two-Layer Array of Loaded Slots", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. 22, pp. 5804-809. 1974.
- [61] F. S. Johansson, "Analysis and Design of Double-Layered Frequency Selective Surfaces", IEEE Proc., Pt. H, Vol. 132, pp. 319-325. 1985.
- [62] C. C. Chen, "Diffraction of Electromagnetic Waves by a Conducting Screen Perforated Periodically with Circular Holes", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 19, pp. 475-481. 1971.
- [63] C. C. Chen, "Transmission Through a Conducting Screen Perforated Periodically with Apertures", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 18, pp. 627-632. 1970.
- [64] C. C. Chen, "Scattering by a Two-Dimensional Periodic Array of Conducting Plates", IEEE Trans. Antennas Prop., Vol. 18, pp. 660-665. 1970.

- [65] C. C. Chen, "Transmission of Microwave Through Perforated Flat Plates of Finite Thickness", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 21, pp. 1-6, 1973.
- [66] R. Mittra, C. H. Chan, and T. Cwik, "Techniques for Analyzing Frequency Selective Surfaces — A Review", IEEE Proc., Vol. 76, pp. 1593-1615, 1988.
- [67] J. P. Montgomery and K. R. Davey, "The Solution of Planar Periodic Structures Using Iterative Methods", Electromagnetics, Vol. 5, pp. 209-235, 1985.
- [68] J. P. Montgomery, "Scattering by an Infinite Periodic Array of Thin Conductors on a Dielectric Sheet", IEEE Trans. Antennas Prop., Vol. 23, pp. 70-75, 1975.
- [69] D. H. Dawes, R. C. McPhedran, and L. B. Whitbourn, "Thin Capacitive Meshes on a Dielectric Boundary: Theory and Experiment", Applied Optics, Vol. 28, pp. 3498-3510, 1989.