Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Ferhat Abbas, Sétif
Faculté de Technologie
Département d'Electronique

Thèse

Présentée par

M. LAIB Salah-Eddine

Pour l'Obtention du Diplôme de

Doctorat en Sciences

En Electronique

Thème

Caractérisation de la ligne coplanaire à microruban volumique et ses discontinuités par l'approche Full-wave basée sur la technique MPIE dans le domaine spatial.

Soutenue le 07/05/2012

Devant le jury composé de :

Président :	R. E. BEKKA	Prof. Université Ferhat Abbès, Sétif
Rapporteur :	F. DJAHLI	Prof. Université Ferhat Abbès, Sétif
Examinateurs :	A. MERZOUKI	Prof. Université Ferhat Abbès, Sétif
	D. CHIKOUCHE	Prof. Université de M'sila
	F. BOUTTOUT	Prof. Université B.B.A
	A. HOCINI	MC-A Université de M'sila

Année universitaire : 2011/2012.

A mes parents,

A ma femme et mes enfants Ilyes, Tarek et Hibat-Errahmen (Safia),

A toute ma famille,

A mes fidèles frères.

Remerciements

Ce travail a été effectué au Département d'Electronique de Sétif, dans le cadre du projet de recherche intitulé ″Conception et réalisation d'un réseau de structures microruban multicouches (MMIC). Application aux communications mobiles et à l'identification micro-ondes″, dirigé par le Professeur F. Djahli.

Monsieur le Professeur F. Djahli a proposé le sujet de ce travail de recherche et en a assuré la direction. Tout au long de ces années, ses compétences, son soutien actif, son aide et les encouragements qu'il m'a prodigués m'ont permis de mener à bien ce travail jusqu'à son terme. Je tiens à lui exprimer sincèrement toute ma reconnaissance et mon profond respect.

Je remercie vivement le Professeur J-C. Carru et tous les membres de l'Unité de Dynamique et Structure des Matériaux Moléculaires (UDSMM) de l'université de Littoral Côte d'Opale (France) pour leur aide et soutien.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur R. Bekka pour avoir accepté de juger cette thèse et d'en assurer la présidence de jury ainsi qu'à Monsieur le Professeur A. Merzouki pour avoir accepté d'être membre de jury.

Mes remerciements s'adressent également à Messieurs le Professeur D. Chicouche et le Maître de Conférences A. Hocini de l'université de M'sila et le Professeur F. Bouttout du Centre universitaire B.B.A, qui se sont intéressés à mon étude et qui m'ont fait l'honneur de participer à ce jury.

Mes vifs remerciements s'adressent tout particulièrement à mon fidèle frère, MAYOUF Abdelhalim, Maitre de conférences à l'université de Djelfa, pour son aide précieuse, son soutien et ses suggestions continues. Il m'a beaucoup encouragé; je lui suis extrêmement reconnaissant.

Enfin, j'associe à ces remerciements tous ceux qui ont contribué à réaliser ce travail.

Résumé

Ce travail de thèse rentre dans le cadre du développement d'un outil CAO consacré à la simulation de différentes structures de transmission MMIC (Monolithic Microwave Integrated Circuits). Notre contribution réside dans l'élaboration d'un progiciel dédié à la simulation et la caractérisation de la ligne coplanaire à microruban "CPS" et ses discontinuités.

La première partie de ce travail est consacrée à l'étude de deux types de la CPS (blindée et ouverte) et expose les résultats de caractérisation obtenus concernant la constante de propagation et la permittivité relative effectives. La deuxième partie présente une étude détaillée des discontinuités régulières et irrégulières de la ligne CPS ainsi que les résultats de validation obtenus concernant les coefficients de réflexion et de transmission en fonction des caractéristiques géométriques et électriques et de la fréquence.

Les résultats obtenus concernent la permittivité et la constante de propagation effectives des lignes "CPS" (ouverte et blindée) et les paramètres de dispersion des différentes discontinuités, en fonction de la fréquence et des données géométriques. Une comparaison avec les résultats obtenus par d'autres approches (quasi-statique et Full-wave) et avec certaines mesures est rapportée et commentée.

Mots-clés : CPS, équations intégrales, modélisation, technique de Galerkin, approche Full-wave, discontinuités.

Sommaire

ABREVIATIONS ET SYMBOLES I-1
INTRODUCTION GENERALE 1

CHAPITRE 1 : ***Généralités sur les techniques d'analyse des structures CPS***

Introduction 4
1. Ligne CPS 4
2. Discontinuités dans la ligne CPS 5
3. Techniques de modélisation des structures CPS 5
4. Logiciels commerciaux 9
4.1. Simulateur 2D (Section-transversale) 9
4.1.1. Quick-Field *9*
4.2. Simulateur planaire 2.5D 10
4.2.1. Sonnet *10*
4.2.2. Momentum *11*
4.3. Simulateur 3D (géométrie arbitraire) 12
4.3.1. HFSS (High Frequency Simulation Software) *12*
4.3.2. CST Microwave Studio (MWS) *13*
Références 14

CHAPITRE 2: ***Concept des composants planaires***

Introduction 15
1. Composants planaires 15
2. Fonctions de Green 19
2.1. Evaluation des fonctions de Green 22
2.2. Fonctions de Green pour différentes configurations 24
2.2.1. Fonction de Green pour un rectangle *24*
2.2.2. Fonction de Green pour un triangle droit *24*
2.2.3. Fonction de Green pour un cercle *25*
2.2.4. Fonction de Green pour un anneau *25*
3. Méthode des Moments 26
3.1. Décomposition de f sur une base de fonctions $\{f_n\}$ 26
3.2. Définition d'un produit scalaire 27
3.3. Introduction des fonctions de test (ou fonctions de pondération) 27
3.4. Calcul des coefficients a_n 27
3.5. Choix des fonctions de base et de test 28
3.5.1. Fonctions harmoniques *28*
3.5.2. Collocation par point (impédance matching) *28*
3.5.3. Collocation par sous domaine (subsectional basis) *28*
Références 29

CHAPITRE 3: ***Modélisation de la ligne CPS par l'approche Full-wave***

Introduction 31
1. Modélisation de la ligne CPS ouverte 31
1.1. Ondes de surface dans le diélectrique 32
1.1.1. Modes TM *32*
1.1.2. Modes TE *35*

1.2. Fonction de Green pour un diélectrique avec base métallique 35
1.3. Modélisation de la ligne CPS 37
1.3.1. Calcul de la constante de propagation effective 38
1.3.2. Calcul de l'intégrale 39
1.3.3. Subdivision de l'intégrale 40
2. Modélisation de la ligne CPS blindée 41
2.1. Fonction de Green des potentiels mixtes 42
2.2. Modélisation de la ligne CPS blindée 46
3. Résultats et discussion 48
4. Conclusion 51
Références 52

CHAPITRE 4: ***Modélisation des discontinuités de la ligne CPS par l'approche Full-wave***

Introduction 54
1. Modélisation des discontinuités 54
1.1. Ligne CPS ouverte 55
1.1.1. Formulation matricielle 60
1.2. Ligne CPS blindée 62
1.2.1. Formulation matricielle 63
1.3. Matrice admittance Y 66
1.3.1. Admittance terminale d'un circuit "monoporte" 67
1.3.2. Matrice admittance Y d'un circuit "biporte" 68
1.4. Pertes de puissance 70
2. Résultats et discussion 71
2.1. Discontinuité circuit ouvert 71
2.2. Discontinuité court-circuit 74
2.3. Discontinuité Gap 76
2.4. Résonateur 80
2.5. Discontinuités irrégulières 82
3. Conclusion 86
Références 87

Conclusion générale 89

ABREVIATIONS ET SYMBOLES

MMIC Monolithic Microwave Integrated Circuits (Circuits intégrés micro-ondes monolithiques)

MIC Microwave Integrated Circuits (Circuits intégrés micro-ondes)

CPS Coplanar stripline (Ligne coplanaire à microruban)

CPW Coplanar waveguide (Guide d'ondes coplanaire)

TEM Transverse Electromagnétique

EFIE Electric field integral equation (Equation intégrale du champ électrique)

CAO Conception assistée par ordinateur

CAD Computer-aided design

ADS Advanced Design System

MoM Méthode des Moments (Method of Moments)

RF Radio fréquence

FEM Finite Element Method

HFSS High Frequency Simulation Software

MWS Microwave Studio

CST Computer Science Technology

FIT Finite Integration Technique

FDTD Finite Difference Time Domain

TM Traverse magnétique

TE Transverse électrique,

MPIE Mixed Potential Integral Equation

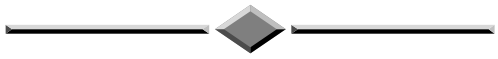
PWS Piecewises sinusoïdale

PWR Piecewises rectangulaire

TOS Taux d'onde stationnaireSDIE (Space domain integral equation)

ε_0	Permittivité du vide
μ_0	Perméabilité du vide
ε_r	Permittivité relative
ε_{reff}	Permittivité relative effective
μ_r	Perméabilité relative
β	Constante de propagation
δ	Epaisseur de peau
∇	Opérateur nabla
ω	Pulsation
Δ	Opérateur laplacien

Introduction générale



Introduction générale

Pour un grand nombre de raisons technologiques, les structures de transmission MMIC (circuits intégrés micro-ondes monolithiques) répondent aux très nombreuses exigences dans la conception des circuits micro-ondes. Ces supports de transmission possèdent des caractéristiques intéressantes dans une gamme de fréquence assez large, permettant de répondre aux besoins croissants en canaux de transmission. Cependant, la réalisation de prototypes des structures MMIC et leur caractérisation expérimentale sont devenues de plus en plus coûteuses. Il est devenu nécessaire de prédire le comportement de ces structures avec des modèles rigoureux. Ces derniers sont basés sur les équations qui régissent le champ électromagnétique et qui ont été établies par Maxwell au 19ème siècle.

La préoccupation a longtemps porté sur la recherche de solutions de ces équations en présence de géométries quelconques. Si certaines méthodes numériques étaient connues depuis longtemps, leur utilisation était très vite limitée par les faibles moyens de calcul qui existaient alors. Avec le développement rapide des ordinateurs, ces méthodes ainsi que de nouvelles approches ont reçu beaucoup d'attention. Leur développement permet maintenant la résolution de problèmes où la géométrie et les milieux peuvent être quasi arbitraires avec, cependant, des limitations. Ils sont capables de prendre en compte tous les effets de couplage et rayonnement électromagnétique, du moins de façon la plus rigoureuse possible.

La ligne CPS (coplanar stripline) représente la troisième génération de lignes de transmission dans les circuits micro-ondes. Ses précurseurs la ligne à microruban et le guide d'ondes coplanaire (CPW), dans le passé, étaient les deux supports de transmission favorisés pour la réalisation des circuits intégrés micro-ondes monolithiques (MMIC). La ligne CPS présente plusieurs avantages par rapport à la ligne microruban conventionnelle et le CPW. Elle facilite le montage en shunt (parallèle) ou en série de dispositifs actifs et passifs et elle élimine le besoin des liaisons à travers des trous dans le diélectrique qui introduisent des éléments parasites.

La modélisation électromagnétique, des structures à CPS (discontinuités régulières et irrégulières, résonateurs, filtres,…), s'effectue à l'aide de trois techniques différentes. La première, dite quasi-statique, ne fournit que des solutions approchées pour les paramètres de la structure, valables uniquement aux basses fréquences. La deuxième est basée sur le modèle des guides d'ondes équivalents. Elle peut nous renseigner sur la dispersion et ses effets aux hautes

fréquences, mais elle ne tient pas compte des pertes dues aux radiations et aux excitations des ondes de surface au niveau de la structure. La troisième approche connue sous le nom Full-wave, tient compte aussi bien du rayonnement des ondes de surface que des ondes d'espace.

Dans ce travail, nous étudions deux types de la ligne CPS (ouverte et blindée) et deux types de ses discontinuités : régulières (circuit ouvert, court-circuit, gap série, gap symétrique et résonateur) et irrégulières (fente et ruban transversaux) en utilisant l'approche Full-wave basée sur la technique d'équations intégrales dans le domaine spatial. Deux différentes fonctions de Green dyadiques exactes, propres à chaque type de ligne, ont été utilisées dans ce travail de thèse. Les systèmes d'équations obtenus ont été résolus par la technique de Galerkin.

L'ensemble du travail que nous allons présenter est constitué de quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, nous citons les principales techniques numériques d'analyse des circuits MMIC ainsi que certains logiciels spécialisés tout en précitant leurs avantages et inconvénients.

Dans le deuxième chapitre, nous décrivons les différents concepts des composants planaires. Après leur dimensionnement géométrique, nous donnons un aperçu sur leur dimensionnement mathématique. Ensuite, leur modélisation numérique, à l'aide de la méthode des moments et les fonctions de Green dyadiques exactes appropriées, est rapportée.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude de deux types de la CPS (blindée et ouverte). Un modèle théorique original est développé. L'approche Full-wave, basée sur la technique d'équations intégrales dans le domaine spatial et deux types de fonctions de Green exactes (pour les lignes blindée et ouverte), est utilisée. La prise en compte de la composante longitudinale du courant de surface selon l'axe des x nous permet la modélisation de la ligne CPS et d'avoir deux équation caractéristiques, une pour la ligne CPS ouverte et l'autre pour la ligne blindée. La résolution de ces équations fournit la constante de propagation et la permittivité effectives.

Dans le quatrième chapitre, nous étudions deux types de discontinuités : régulières (circuit ouvert, court-circuit, gap série, gap symétrique série et résonateur) et irrégulières (fente et ruban transversaux). Pour analyser ces discontinuités, nous développons un modèle théorique original. Dans ce modèle, basé sur l'approche Full-wave, les deux types de fonctions de Green exactes bidimensionnelles, rapportées dans le chapitre 3, sont utilisées avec la technique de Galerkin. La discontinuité dans ce modèle est considérée comme un réseau de cellules unitaires juxtaposées. Chaque cellule est caractérisée par ses propres

distributions transversales et longitudinales du courant. Cette modélisation nous permet de traiter une large classe de discontinuités irrégulières en plus des discontinuités régulières. Une fois que les distributions du courant sont obtenues, nous appliquons la théorie des lignes de transmission pour extraire les paramètres de dispersion du réseau. Les résultats obtenus concernent l'impédance caractéristique de la ligne CPS ainsi que les réactances et les paramètres de dispersion des différentes discontinuités en fonction de la fréquence.

Nos résultats seront comparés à ceux obtenus par d'autres approches (quasi-statique et Full-wave) et à certaines mesures. Ces résultats seront analysés et commentés de manière à pouvoir en tirer des conclusions pratiques qui seront de nature à intéresser tous ceux qui sont appelés à réaliser des circuits MMIC.

Chapitre 1

Généralités sur les techniques d'analyse des structures CPS

Généralités sur les techniques d'analyse des structures CPS

Introduction

L'évolution technologique très rapide, dans le domaine des micro-ondes, exige de plus en plus des structures de transmission de formes très compliquées et de tailles très réduites (intégrées). Une des solutions proposées pour répondre à beaucoup de ces exigences se trouve dans l'utilisation des structures de transmission MMIC (Monolithic Microwave Integrated Circuits). Ces structures sont réalisées sous forme de circuits intégrés micro-ondes (MMIC) comportant du métal et du diélectrique. Dans la plupart des cas, le diélectrique supporte principalement la métallisation [1,2,3].

La ligne CPS représente la troisième génération de lignes de transmission dans les circuits hyperfréquence. Ses précurseurs, la ligne à microruban et le guide d'ondes coplanaire (CPW), dans le passé, étaient les deux supports de transmission favorisés pour la réalisation des circuits intégrés micro-ondes monolithiques (MMIC). La ligne CPS présente plusieurs avantages par rapport à la ligne microruban conventionnelle et le CPW : elle facilite le montage en parallèle ou en série de dispositifs actifs et passifs en éliminant ainsi le recours à des liaisons à travers des trous dans le diélectrique qui introduisent des éléments parasites [1,4,5].

Cependant, contrairement aux systèmes de guides d'onde conventionnels, les MMICs perdent de leur qualité une fois le circuit est fabriqué. A cet effet, une modélisation électromagnétique précise est nécessaire pour minimiser le nombre d'itérations de la conception. Dans ce chapitre nous décrivons quelques techniques numériques d'analyse des structures CPS et certains logiciels commerciaux spécialisés.

1. Ligne CPS

La forme générale de la ligne coplanaire à ruban (CPS), illustrée par la figure 1, est constituée d'une paire de rubans conducteurs, de largeur W et d'épaisseur t_0, séparés par une fente étroite de largeur S, sur un substrat diélectrique d'épaisseur h. Dans cette ligne de transmission, les lignes du champ électrique s'étendent à travers la fente et les lignes du champ magnétique entourent le ruban conducteur [5]. Cette structure présente l'avantage

important d'être utilisée à des fréquences allant de quelques GHz à plusieurs dizaines de GHz [3,6].

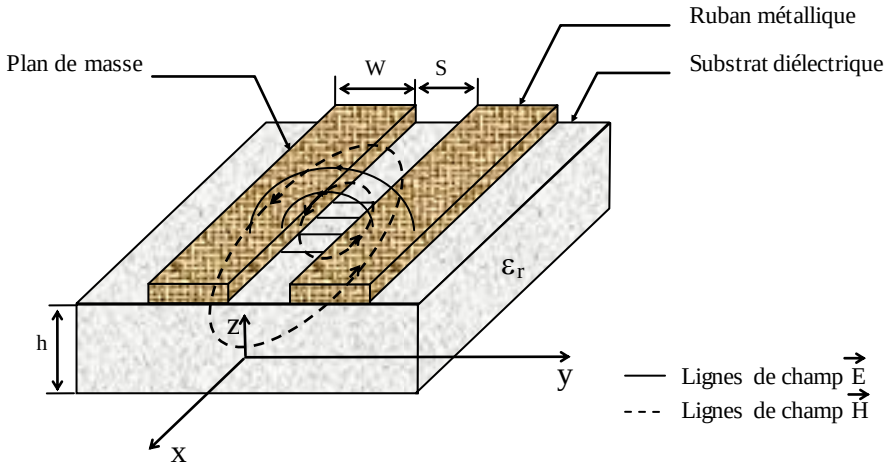


Fig. 1. Géométrie de la ligne CPS.

2. Discontinuités dans la ligne CPS

Pratiquement, tous les circuits à constantes réparties, contiennent naturellement des discontinuités. Une longueur de ligne CPS rectiligne avec une section transversale parfaitement invariante devrait être véritablement continue mais de telles lignes, prises séparément, ont une utilisation techniquement très limitée. En effet, des discontinuités doivent apparaître, dans la ligne, pour remplir certaines fonctions. Ces discontinuités introduisent généralement un changement brusque des dimensions du ruban métallique donnant lieu à un changement de la distribution des champs électrique et magnétique engendrant à leur tour des capacités et conductances parasites (perturbation électrique) et des résistances et inductances parasites (perturbation magnétique) [1-12].

Selon leur géométrie, on distingue deux types de discontinuités : régulières (circuits ouvert, court-circuit, gap, step, jonctions en T, en Y, en croix,…) et irrégulières (stub, double stub, bent-stub, meander, matching section,…) [2,3,12].

3. Techniques de modélisation des structures CPS

Il y a trois structures planaires de lignes de transmission très utiles : la ligne à microruban, le guide d'ondes coplanaire et la ligne CPS. En comparaison avec les circuits micro-ondes traditionnels (les structures à guides d'onde, les lignes coaxiales, …), les circuits intégrés micro-ondes/ondes millimétriques (MMIC) monolithiques ont l'avantage d'avoir

une taille plus réduite, une fonctionnalité plus grande, des performances meilleures et une très bonne reproductibilité. Toutefois, contrairement aux systèmes de guides d'onde conventionnels, les MMICs perdent de leur qualité une fois le circuit est fabriqué. A cet effet, une modélisation électromagnétique précise est nécessaire pour minimiser le nombre d'itérations de la conception [6,7,11,12].

Le mode dominant pour la plupart de ces structures de guides d'onde est le quasi-TEM pour les basses fréquences. Ce mode constitué, en haute fréquence, des deux composantes longitudinale et transversale des champs n'a pas de fréquence de coupure. Contrairement aux structures de guides d'onde conventionnels, la détermination analytique des caractéristiques des MMICs n'est pas possible. En outre, vu leur forme ouverte, la radiation ainsi que la réflexion des ondes incidentes apparaissent au niveau des jonctions et des coudes d'une manière imprédictible par la théorie de la ligne de transmission conventionnelle. En plus, les couplages parasites à travers les éléments du circuit influent sur ses performances surtout pour des fréquences de plus en plus élevées [2,3,12].

La méthode la plus simple et efficace pour analyser les lignes CPS est l'approche quasi-statique. Il y a deux types d'analyse quasi-statique : analyse bidimensionnelle des paramètres de la ligne de transmission et analyse tridimensionnelle des paramètres de la discontinuité. Cette technique néglige les composantes longitudinales des champs électromagnétiques. Par conséquent, elle n'est valable qu'en basse fréquence et, évidemment, elle ne peut pas modéliser les effets dispersifs [2-12].

Une autre méthode approximative pour l'étude des circuits à ligne CPS en basse fréquence, est celle dite méthode d'analyse des circuits planaires. Dans cette dernière les lignes CPS sont remplacées par des guides d'onde à lames parallèles avec des murs magnétiques de sorte que la nature dynamique d'une discontinuité CPS puisse être traitée par une combinaison de la technique des modes et la technique point-matching. En utilisant les propriétés connues de certains guides d'onde de géométries spécifiques (sections rectangulaire, triangulaire et circulaire), les géométries complexes peuvent être manipulées à l'aide des techniques de segmentation. Certaines formules analytiques empiriques sont utilisées pour calculer la largeur équivalente de la CPS et la constante diélectrique effective de la structure. Le couplage radiatif à travers les discontinuités est donc pris en considération dans le modèle multi-portes en additionnant certains courants magnétiques équivalents sur les murs magnétiques. Bien que les effets de couplage et de dispersion puissent être pris en considération de cette façon, une telle méthode est toujours limitée en fréquence [2,7-12].

Les approches Full-wave, principalement numériques, résolvent les équations exactes de Maxwell sans approximations dans le modèle mathématique. Elles peuvent être subdivisées en deux types. L'un regroupe les méthodes des différences finies et des éléments finis dans les domaines temporel et fréquentiel. L'autre concerne les méthodes d'équations intégrales [7-12].

Les approches des différences finies dans le domaine temporel considèrent les dérivées partielles, par rapport au temps et aux directions spatiales dans les équations de Maxwell, comme des différences finies et résolvent les équations résultantes pour obtenir les distributions des champs en fonction du temps et de l'espace. L'avantage de ces approches est la simplicité de leurs algorithmes qui ne nécessitent pas une inversion de matrices de grande dimension [9].

Toutefois, ce genre de méthodes exige un nombre d'inconnus très élevé en comparaison avec les méthodes d'équations intégrales du fait qu'elles résolvent les équations des champs électromagnétiques en 3D. En plus, elles trouvent de grandes difficultés pour modéliser les structures de géométries complexes qui ne peuvent pas être représentées par des éléments rectangulaires. Afin de remédier à ce problème, une subdivision très fine doit être utilisée. En outre, des conditions aux limites absorbantes sont typiquement utilisées pour réduire le problème d'un système ouvert à celui d'un système limité. Ces conditions approximatives peuvent conduire à des solutions instables. Par conséquent, un temps de calcul considérable est nécessaire pour extraire la solution à une fréquence donnée ce qui rend ce type d'approches plus lentes par rapport aux méthodes de différences finies dans le domaine spectral surtout pour un petit nombre de points désirés [7-11].

La méthode des éléments finis dans le domaine spectral est similaire à celle des différences finies vu qu'elles exploitent, toutes les deux, la forme différentielle des équations de Maxwell pour les champs électromagnétiques dans l'espace. Cependant, la méthode des éléments finis utilise une division tétraèdre au lieu de la division cubique ce qui la rend plus commode pour l'analyse des structures arbitraires. Les solutions supérieures peuvent exister à cause de la double définition de la condition de continuité des composantes des champs à l'interface entre deux milieux différents. Par ailleurs, cette méthode se caractérise par des matrices de grande dimension et creuses [11].

En général, l'étude des structures CPS par une approche d'équations intégrales suppose que le ruban conducteur est très mince (concept des composants planaires). En effet, la formulation d'une telle méthode emploie une distribution bidimensionnelle du courant, au

lieu de sa distribution tridimensionnelle, ce qui réduit largement le nombre d'inconnus en comparaison avec les méthodes des différences finies et des éléments finis. Une équation intégrale du champ électrique (EFIE) est typiquement donnée par [7,8] :

$$\vec{E}(x,y) = \iint_S \overline{\overline{G}}(x,y/x_0,y_0)\cdot\vec{J}_s(x_0,y_0)\,dx_0dy_0 \qquad (1)$$

où $\vec{E}(x,y)$ est le champ électrique incident, $\overline{\overline{G}}(x,y/x_0,y_0)$ la fonction de Green dyadique exacte bidimensionnelle et $\vec{J}_s(x,y)$ la densité du courant de surface inconnue. Dans une structure CPS, la surface S représente le ruban métallique.

Pour résoudre cette équation intégrale, on développe la densité du courant en une suite bidimensionnelle de fonctions de base telles que :

$$\vec{J}_s(x_0,y_0) = \sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2} I_{x,pq} f_p(x_0) g_q(y_0)\vec{a}_x + \sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2} I_{y,pq} g_p(x_0) f_q(y_0)\vec{a}_y \qquad (2)$$

où $I_{x,pq}$ et $I_{y,pq}$ sont les coefficients inconnus de développement, p =1, 2, 3, …, N_1 et q=1, 2, 3, …, N_2. Les fonctions $f_i(\rho_0)$ et $g_i(\rho_0)$ représentent les distributions élémentaires.

En substituant l'équation (2) dans (1), nous obtenons :

$$\vec{E}(x,y) = \iint_S \overline{\overline{G}}(x,y/x_0,y_0)\cdot\left(\sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2} I_{x,pq} f_p(x_0) g_q(y_0)\vec{a}_x + \sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2} I_{y,pq} g_p(x_0) f_q(y_0)\vec{a}_y\right)dx_0dy_0 \qquad (3)$$

Une équation matricielle est obtenue en multipliant les deux membres de l'équation (3) par une suite de fonction de test et en les intégrant sur la surface de la structure. Alors :

$$[V] = [Z][I] \qquad (4)$$

L'application de la technique de Galerkin permet d'utiliser les fonctions de base comme fonctions de test ce qui nous fournit un système matriciel symétrique. On note ici que l'efficacité de la procédure de Galerkin dépend principalement du choix des fonctions de base et de l'évaluation numérique des intégrales.

Les méthodes d'équations intégrales peuvent être aussi subdivisées en deux groupes selon leur domaine d'application (spectral ou spatial). Dans les méthodes spectrales, les fonctions de Green sont exprimées en terme de double transformées de Fourier selon les directions x et y. Les deux intégrales de surface sont évaluées analytiquement dans le domaine spectral alors que les intégrales de la transformée inverse (très compliquées) doivent être

évaluées numériquement. Ce type de méthodes est efficace surtout pour un petit nombre de fonctions de base [12].

Pour des structures CPS compliquées (discontinuités régulières et irrégulières, filtres, résonateurs,…), l'approche spectrale utilisant des fonctions de base à domaine complet devient inefficace. De ce fait, une approche utilisant des fonctions de base à domaine partiel devient la seule alternative possible. Dans cette dernière, la structure est divisée en cellules rectangulaires et/ou triangulaires. Généralement, des fonctions de base à domaine partiel simples (impulsion de Dirac, Roof-Top, …) sont utilisées pour simplifier l'évaluation des intégrales des moments [6-12].

4. Logiciels commerciaux [13-15]

Les logiciels commerciaux capables de travailler dans la technologie planaire sont nombreux. Ils sont conçus à partir de méthodes numériques différentes (éléments finis, différences finies, moments). Il existe également d'autres techniques numériques capables de traiter les circuits planaires, notamment l'association de la méthode de résonance transverse et la méthode variationnelle multimodale. Il est à noter que chaque méthode a son propre domaine de validité et ses propres avantages et inconvénients.

Les types de problèmes à résoudre et les outils numériques utilisés peuvent être divisés en trois grandes catégories. Nous caractérisons chaque classe non pas par la méthode numérique utilisée, mais plutôt par l'ordre de la géométrie qu'ils peuvent analyser. Dans chaque classe, un certain nombre de différentes méthodes numériques peuvent être utilisées.

4.1. Simulateur 2D (Section-transversale)

La géométrie d'ordre le plus bas à résoudre, généralement, est une section 2D. Les simulateurs 2D sont adaptés pour des rubans ou fentes avec section transversale uniforme dans le sens longitudinal. Les ensembles de section transversale uniforme des lignes peuvent être trouvés dans les inducteurs en spirales, les condensateurs inter-digités, et de nombreux filtres distribués. Parmi les logiciels les plus connus nous citons :

4.1.1. Quick-Field

Quick-Field est un logiciel de calculs par éléments finis très efficace pour les problèmes électromagnétiques, thermiques et de contraintes mécaniques. Il se compose de plusieurs modules utilisant les technologies de résolution les plus récentes avec un préprocesseur facile d'utilisation et un post-processeur très efficace.

Le préprocesseur de Quick-Field permet, d'importer les designs issus d'AutoCAD ou d'autres systèmes CAO. La géométrie étant définie, la création du maillage se fait sans effort.

La technologie sophistiquée de son éditeur peut générer un maillage adapté à chaque géométrie. Il permet de définir les charges et les conditions limites et cela, totalement indépendamment du maillage, et les modifier à n'importe quel moment.

Le post-processeur interactif de Quick-Field permettra d'analyser les résultats sous de nombreuses visualisations graphiques : tenseurs, vecteurs, lignes de champ, couleurs, courbes le long de contours arbitraires.

4.2. Simulateur planaire 2.5D

La simulation, des structures planaires de formes arbitraires, nécessite des outils de simulation plus performants que les simulateurs 2D. Généralement on se déplace vers un simulateur 2.5 D pour mieux répondre à ce type de problèmes. Ces outils sont également appelés "simulateur 3D planaires", par la plupart des éditeurs. Avec ces outils, un nombre arbitraire de couches diélectriques homogènes sont autorisées. Des motifs métalliques planaires arbitraires peuvent être ensuite placés, à l'interface, entre n'importe quelle paire de couches diélectriques. Des liaisons métalliques (Via métal) peuvent être utilisées aussi pour connecter des couches métalliques et c'est ici que la dimension "demi" intervient dans la description 2.5D, qui est quelque part entre une structure strictement planaire et une structure arbitraire en 3D. En comparaison avec les simulateurs 2D, l'effort numérique augmente considérablement et le temps de calcul devient un problème. La méthode numérique utilisée est généralement la méthode des moments. Parmi les logiciels les plus connus, dans cette catégorie, nous citons :

4.2.1. Sonnet

Ce logiciel, commercialisé par la société Sonnet Software, utilise une méthode intégrale résolue par la méthode des moments. Il utilise la formulation des structures blindées. Ce simulateur électromagnétique est considéré comme un outil 2.5D vu qu'il simule les structures tridimensionnelles en maillant les surfaces bidimensionnelles à l'aide des éléments de surface. Les plans sont reliés entre eux par des éléments métalliques (Via Hole). Ces derniers sont calculés comme un élément. Chaque Via est considéré comme une maille tridimensionnelle. L'association des éléments bidimensionnels avec ceux tridimensionnels donne naissance au terme 2.5 dimensions.

Les dernières versions Sonnet possèdent :

- Deux nouveaux moteurs : « Desktop Solver » et « High Performance Solver» permettant d'améliorer la vitesse d'analyse par rapport aux versions précédentes jusqu' à 15 fois pour le premier et 50 fois pour le deuxième.
- De nouvelles fonctionnalités dans la génération de maillage améliorant la rapidité de traitement de circuits complexes tout en réduisant l'utilisation de l'espace mémoire.
- Nouvelles fonctionnalités dans l'import et l'export de fichiers Gerber (traitement des formats RS274X, import mono et multicouches, polygones complexes …)
- Contrôle paramétrique des matériaux par introduction de variables : épaisseurs, pertes…
- Anisotropie uni-axiale : permettant de dissocier les caractéristiques des couches verticales du diélectrique à des couches horizontales.

4.2.2. Momentum

Ce logiciel, commercialisé par Agilent EEsof EDA, fonctionne sous l'environnement ADS (Advanced Design System) également développé par Agilent Technologies. Momentum est considéré parmi les leaders des simulateurs électromagnétiques 2.5 D planaires. Il est employé pour la modélisation et l'analyse des circuits passifs. Il utilise la méthode des Moments (MoM) dans le domaine fréquentiel pour les structures ouvertes qui lui permet de simuler, avec précision, les effets électromagnétiques des géométries planaires de conception arbitraire (y compris des structures multicouches).

Les principaux avantages de Momentum :

- Combine entre les simulations quasi-statique pour les structures passives RF et full-wave pour la modélisation haute fréquence des interconnexions.
- Utilise un maillage efficace et une fréquence d'échantillonnage adaptatif, ce qui réduit considérablement le temps de simulation.
- Capable de simuler des effets électromagnétiques, y compris l'effet de peau, l'effet du substrat, les métaux épais et les diélectriques multiples.

4.3. Simulateur 3D (géométrie arbitraire)

Ce sont les outils les plus générales. Ils peuvent théoriquement traiter, à peu près, n'importe quel problème électromagnétique. Le prix payé pour cette généralité est le temps de

calcul. L'effort nécessaire numérique est assez élevé à cause du maillage de l'espace du problème dans son ensemble. Il est probablement plus facile de décrire des géométries complexes en utilisant des outils FEM plutôt que des outils dans le domaine temporel. Cependant, les outils dans le domaine temporel sont assez efficaces pour générer des données de fréquence large bande. La plupart de ces outils sont autonomes. Parmi les logiciels les plus connus, dans cette catégorie, nous citons :

4.3.1. HFSS (High Frequency Simulation Software)

Ce logiciel, commercialisé par la société ANSOFT, est basé sur une méthode différentielle utilisant la méthode des éléments finis. Il maille la structure en utilisant des éléments volumiques et des tétraèdres.

L'avantage de cet outil 3D est sa possibilité de traiter toutes sortes de structures homogènes et inhomogènes, quelle que soit la technologie désirée (microruban, coplanaire, ligne à fente, guide, …).

C'est un code fréquentiel : l'équation d'onde doit être résolue pour chaque fréquence. La fréquence est fixée et le champ électrique est calculé. Le balayage de fréquences permet de connaître la solution pour une gamme de fréquences, mais toujours à partir du même maillage. Il convient alors de fixer la fréquence principale la plus élevée. Ce code 3D crée un maillage tétraédrique adaptatif. C'est-à-dire qu'HFSS utilise une méthode d'interpolation combinée avec un processus itératif dans lequel un maillage est créé et automatiquement redéfini dans les régions critiques. Une solution est extraite à partir d'un maillage, puis suivant la convergence de la solution, affine le maillage ou non en discrétisant de manière plus précise les régions sur lesquelles un pourcentage d'erreurs est élevé. Ce processus d'itération mène à une solution avec une bonne approximation de la valeur réelle.

Toutefois, la mise en oeuvre du logiciel est très lourde pour les circuits planaires qui sont des circuits simples. L'optimisation est très difficile à effectuer. En effet, le fait de changer une dimension dans la structure impose de la redessiner (c-à-d : refaire l'ensemble des tâches). Le logiciel exige des moyens informatiques importants. Les calculs nécessitent la résolution de systèmes matriciels de grandes dimensions.

4.3.2. CST Microwave Studio (MWS)

Le logiciel Microwave Studio (MWS) de Computer Science Technology (CST) est un logiciel de simulation électromagnétique de structures passives en 3-Dimensions. Les

simulations MWS sont basées sur la technique des intégrales finis (FIT- Finite Integration Technique), pour déterminer les solutions aux problèmes électromagnétiques régis par les équations de Maxwell sous formes intégrales. En ce qui concerne la technique FIT, cette méthode numérique offre une discrétisation de l'espace, identique à celle de la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain). Le logiciel MWS maille la structure en utilisant des éléments volumiques parallélépipède permettant la description directement en 3-D de tous les composants des systèmes décrits, ce qui lui permet d'être appliqué à de nombreux problèmes électromagnétiques allant de la statique aux hyperfréquences en analyses temporelle et fréquentielle. Il permet aussi de décrire les dispositifs hyperfréquences à contrôler tels qu'ils sont réalisés en pratique, par un empilement de couches de matériaux avec ses propres caractéristiques, permittivité et tangente de pertes dans le cas d'un semi-conducteur et conductivité électrique dans le cas d'un métal à pertes.

Comme tous les simulateurs 3D, l'avantage de cet outil est sa possibilité de traiter toutes sortes de structures homogènes et inhomogènes, quelle que soit la technologie désirée. Mais, la mise en œuvre du logiciel est très lourde pour les circuits planaires qui sont des circuits simples. Le logiciel exige des moyens informatiques importants. Les calculs nécessitent la résolution de systèmes matriciels de grandes dimensions.

5. Conclusion

Les principales approches numériques de modélisation des structures MIC ont été décrites dans ce chapitre. Ces méthodes se basent sur différentes formulations (intégrale, dérivée, mixte,…). Elles sont caractérisées par leurs avantages et inconvénients.

Les simulateurs les plus connus se basant sur les approches déjà citées ont été présentés dans ce chapitre tout en décrivant leurs limitations. Il est à signaler qu'aucun des simulateurs ne peut traiter tous les problèmes électromagnétiques.

Références

[1] K. C. Gupta, R. Garg, and I. J. Bahl; "Microstrip Lines and Slotlines", Artech House, inc. 2nd ed, 1996. ch. 7 on Coplanar Lines, pp. 375-456.

[2] T. C. Edwards, M. A. Breur, and A.D. Friedman, *Conception des Circuits Micro-Ondes*, Masson 1984.

[3] K. C. Gupta, R. Garg, and R. Chadha, *Computer Aided Design of Microwave Circuits*, Artech House, Inc. USA, 1981.

[4] R. Goyal, Ed., "Monolithic Microwave Integrated Circuits: Technology & Design. Norwood", MA: Artech House, 1989, ch. 4, sec. 4.7 on transmission lines, pp. 347-382.

[5] R. N. Simons, N. I. Dib and L. P. B. Katehi, "Modeling of coplanar stripline discontinuities", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, 44, 5, (1996), pp. 711-716.

[6] L. B. Felsen, and N. Marcuvitz, *Radiation and Scattering of Waves*, IEEE Press, Inc. USA, 1994.

[7] D. M. Syahkal, *Spectral Domain Method for Microwave Integrated Circuits*, John Wiley & Sons, Inc. 1990.

[8] C. T. Tai, *Dyadic Green Functions in Electromagnetic Theory*, IEEE Press, Inc. USA, 1994.

[9] M. N. O. Sadiku, *Elements of Electromagnetics*, Oxford Univ. Press, Inc. USA, 2001.

[10] T. B. A. Senior, and J. L. Volakis, *Approximate boundary conditions in Electromagnetics*, Oxford Univ. Press, Inc. USA, 2001.

[11] M. V. K. Chari, and S. J. Salon, *Numerical Methods in Electromagnetism*, Academic Press, Inc. USA, 2000.

[12] J. X. Zheng, *Electromagnetic Modeling of Microstrip Circuit Discontinuities and Antennas of Arbitrary Shape*, MIMICAD Technical Report No. 7, Univ. of Colorado, USA, Jan. 1991.

[13] D. G. Swanson, Jr. Wolfgang J. R. Hoefer; *"Microwave Circuit Modeling Using Electromagnetic Field Simulation"*, Artech House, inc. 2003.

[14] G. Le DEM, "Développement et conception de filtres sélectifs en technologie coplanaire", Ph.D. thesis, *Ecole doctorale SIMEM, Univ. de Caen, France*, Oct. 2007.

[15] G. LUNET, "Radome actif utilisant des matériaux et structures a Propriétés électromagnétiques contrôlées", *Ecole doctorale de sciences phys. et de l'ing., Univ. Bordeaux, France, Oct. 2009.*

Chapitre 2

Concept des composants planaires

Concept des composants planaires

Introduction

Les chercheurs et les constructeurs dans le domaine des micro-ondes ont classé les composants micro-ondes en trois catégories. La première et la plus familière, dite zéro-dimensionnelle, consiste en des éléments mis en bloc du fait que la longueur d'onde de travail est supérieure à leurs dimensions. Elle englobe les résistances, les bobines et les capacités. La deuxième catégorie appelée unidimensionnelle (planaire) concerne les composants dont les dimensions de la section transversale sont petites devant la longueur d'onde. Parmi les composants planaires les plus connus on cite les structures MMIC (Monolithic Microwave Integrated Circuits). Au moment où la section transversale aura une dimension considérable (comparable à la longueur d'onde), le composant planaire devient bidimensionnel. Lorsque les deux dimensions de la section transversale deviennent importantes, le composant devient tridimensionnel et par conséquent, on rentre dans le domaine des guides d'onde, qui forment la troisième catégorie [1].

La modélisation des structures MMIC et leurs discontinuités peut être effectuée par l'approche quasi-statique, celle du modèle des guides d'ondes équivalents ou par les approches Full-wave [2-5].

Dans ce chapitre, nous décrivons les différents concepts des composants planaires. Après leur dimensionnement géométrique, nous donnons un aperçu sur leur dimensionnement mathématique. Ensuite, leur modélisation numérique, à l'aide de la méthode des moments et les fonctions de Green dyadiques exactes appropriées, est rapportée.

1. Composants planaires

Le concept des circuits planaires à deux dimensions, a été introduit au Japon en 1969 par Okoshi et al. [6] comme une approche pour analyser, en premier lieu, les circuits intégrés micro-onde à deux dimensions (MIC). Presque en même temps, Ridella, Bianco, et leurs groupes[6], en Italie, présentaient la théorie fondamentale et générale pour une classe des structures qu'ils ont appelé "N-ports Distributed Planar Structures". Quelques années plus tard, les chercheurs aux USA, Canada, Brésil, Germanie, Suède, Inde et UK ont contribué à la recherche sur les circuits planaires, en publiant des articles et des livres détaillés [6].

Considérons le circuit planaire, de type ligne coplanaire à ruban, donné par la figure 1, où un conducteur mince, de forme arbitraire, est placé sur un diélectrique d'épaisseur h. Il y a plusieurs portes, de largeurs W_i, W_j, etc., le long de la périphérie. Le reste de la périphérie contenant des circuits ouverts. Les axes de coordonnées sont choisis de manière à ce que le ruban conducteur s'étend dans le plan x-y et perpendiculairement à l'axe z. Ainsi, lorsque les dimensions selon x et y sont comparables à la longueur d'onde, l'épaisseur (selon z) est négligeable. Cependant, les champs peuvent être considérés constants le long de l'axe z.

L'équation générale de Helmholtz dans le vide est donnée par :

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \qquad (1)$$

avec : $$k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu$$

Cette relation reste valable pour la description du champ dans le diélectrique.

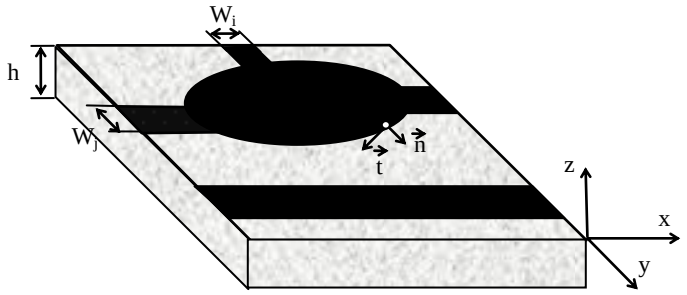


Fig. 1. Configuration d'un circuit planaire de type coplanaire.

Au voisinage du ruban conducteur, les composantes tangentielles du champ électrique sont nulles. Alors les composantes E_x et E_y sont nulles dans le diélectrique, du fait que les champs ne varient plus dans la direction z [1,7,8].

Comme le montre la figure 2, on suppose qu'il existe une paroi magnétique à l'extrémité du ruban. Le champ de bord à la périphérie peut être pris en compte par déplacement de la paroi magnétique d'une certaine distance δ de la périphérie physique.

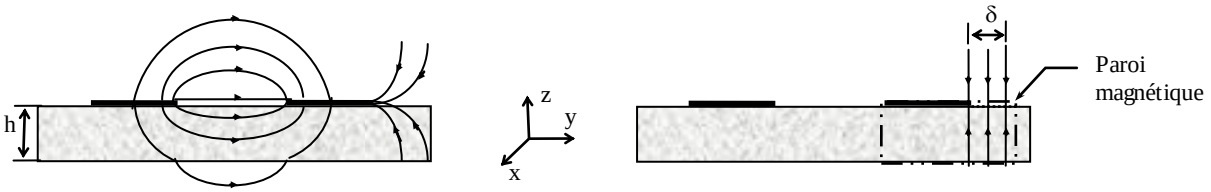


Fig. 2. Décalage de la paroi magnétique à cause du champ de bord.

Pour cette ligne, la valeur de δ est très faible et peut être obtenue en utilisant :

$$\beta\Delta l = \text{arctg}\left[\frac{\delta + 2W}{4\delta + 2W}\,\text{tg}(\beta\delta)\right] \tag{2}$$

Les champs électromagnétiques peuvent être considérés sur une seule face du ruban conducteur (la face inférieure, dans ce cas).

Puisque les composantes E_x et E_y sont nulles, le champ électrique dans les composants bidimensionnels peut être écrit comme suit :

$$\vec{E} = E_z(x,y)\vec{a}_z \tag{3}$$

où E_z n'est fonction que de x et y seulement. Sachant que le champ électrique est constant selon z ($\frac{\partial E_z}{\partial z} = 0$), la substitution de l'équation (3) dans (1), donne :

$$\nabla_T^2 \vec{E}_z + k^2 \vec{E}_z = 0 \tag{4}$$

L'utilisation des équations de Maxwell permet d'écrire :

$$\vec{H} = -\frac{1}{j\omega\mu}\vec{\nabla}\times\vec{E} \tag{5}$$

En remplaçant la valeur de E donnée par (3), dans l'équation (5) nous obtenons :

$$\vec{H} = -\frac{1}{j\omega\mu}\left(-\frac{\partial E_z}{\partial y}\vec{a}_x + \frac{\partial E_z}{\partial x}\vec{a}_y\right) \tag{6}$$

La densité du courant de surface dans le ruban peut être obtenue de la condition à la limite :

$$\vec{J}_s = \vec{n}\times\left(\vec{H}_1 - \vec{H}_2\right) \tag{7}$$

où $\vec{H}_2$ et $\vec{H}_1$ sont les champs magnétiques dans les faces supérieure et inférieure, respectivement.

Contrairement à la ligne à ruban et comme dans le cas de la ligne à microruban, le ruban conducteur du circuit planaire, de type ligne coplanaire à ruban, ne vérifie pas la propriété $\vec{H}_1 = -\vec{H}_2$. Puisque, le champ magnétique supérieur n'existe plus ($\vec{H}_2 = \vec{0}$), alors :

$$\vec{J}_s = -\frac{1}{j\omega\mu}\left(\frac{\partial E_z}{\partial x}\vec{a}_x + \frac{\partial E_z}{\partial y}\vec{a}_y\right) \qquad (A/m) \tag{8}$$

L'expression (8) de la densité du courant de surface, du conducteur planaire de type ligne coplanaire à ruban, est valable pour tous les points dans le ruban conducteur incluant la périphérie [1,8]. On peut réécrire cette expression en termes de composantes normale et tangentielle pour les points de la limite.

$$\vec{J}_s = -\frac{1}{j\omega\mu}\left(\frac{\partial E_z}{\partial t}\vec{t} + \frac{\partial E_z}{\partial n}\vec{n}\right) \qquad (A/m) \tag{9}$$

Dans la région où les points de la limite ne sont pas reliés aux ports de couplage, la composante normale de la densité du courant de surface doit être nulle :

$$\frac{\partial E_z}{\partial n} = 0 \tag{10}$$

Le circuit planaire pouvant être excité par une ligne à microruban ou coplanaire à ruban, le flux du courant au port de couplage est normal à la limite. Le courant circulant dans le port de couplage est obtenu en utilisant l'expression (9) :

$$i = -\frac{1}{j\omega\mu}\int_W \frac{\partial E_z}{\partial n} dt \tag{11}$$

Où W est la largeur du port de couplage et dt l'élément de longueur le long de la limite. Le signe moins dans l'expression du courant indique que le courant circule vers l'intérieur, du fait que la normale $\vec{n}$ est dirigée vers l'extérieur [17].

La caractérisation des circuits planaires peut être effectuée en utilisant la tension V dans le conducteur central. Puisque le champ électrique ne varie pas dans la direction z ($\frac{\partial E_z}{\partial z} = 0$), on peut écrire, d'après l'équation (3) :

$$V = -E_z h \tag{12}$$

Les équations (4), (10) et (11) peuvent être réécrites, pour les points de la limite où il n'y a pas de ports de couplage, sous la forme suivante :

$$\left(\nabla_T^2 + k^2\right)V = 0 \tag{13}$$

avec :

$$\frac{\partial V}{\partial n} = 0 \tag{14}$$

Le courant circulant au niveau du port de couplage est exprimé par :

$$i = \frac{1}{j\omega\mu h}\int_W \frac{\partial V}{\partial n} dt \tag{15}$$

La solution de l'équation (13), avec (14) et (15) comme conditions à la limite, permet la caractérisation du composant planaire de type ligne coplanaire à ruban. Les équations propres, pour les autres types des composants planaires, sont obtenues en utilisant des procédures similaires.

Les différentes méthodes de caractérisation du composant planaire, utilisant l'approche précédente, dépendent de la géométrie du ruban conducteur. Lorsque le circuit planaire a une forme géométrique simple, l'approche des fonctions de Green, convient mieux. Les fonctions de Green sont valables pour les rectangles, les cercles, certains types de triangles et certains secteurs circulaires et annulaires. L'utilisation des fonctions de Green permet d'obtenir la matrice impédance de caractérisation du circuit, pour des endroits spécifiés des ports.

Aussitôt que la forme géométrique du circuit planaire est élaborée, sous des formes simples pour lesquelles les fonctions de Green sont valables, on peut utiliser la méthode de segmentation, afin d'obtenir les caractéristiques de l'ensemble du circuit, d'après celles des différents segments. Dans une technique d'analyse complémentaire appelée méthode de désegmentation, certaines formes simples sont ajoutées à la configuration à analyser, de manière à pouvoir en créer une forme assez simple [8].

Pour analyser un circuit planaire de forme arbitraire, il faut utiliser des méthodes numériques telles que, la méthode des moments, la méthode d'intégrale sur le contour, la méthode des éléments finis etc.

2. Fonctions de Green

Cette méthode est employée pour les composants planaires de formes relativement simples. La fonction de Green qui donne la tension en chaque point, pour une source d'excitation unitaire, est obtenue analytiquement. Lorsque les positions des ports sont spécifiées, la matrice impédance du composant peut être aisément obtenue, en utilisant la fonction de Green [9,10].

Si le composant planaire est excité par une densité de courant J_z (selon z), en un point arbitraire (x_0, y_0) à l'intérieur de la périphérie, l'équation d'onde peut être écrite comme suit :

$$\left(\nabla_T^2 + k^2\right)V = -j\omega\mu h J_z \qquad (16)$$

Lorsque le circuit est excité par une ligne coplanaire à ruban, J_z dénote la densité de courant fictive circulant dans le circuit. La densité de courant J_n exprimée par :

$$J_n = \frac{1}{j\omega\mu h}\frac{\partial V}{\partial n} \tag{17}$$

est appliquée au port de couplage situé sur la limite du circuit.

Cette composante du courant peut être considérée comme normale au circuit (selon l'axe z), avec la condition de bord ($\partial V / \partial n = 0$) imposée le long de la limite. En effet, lorsque la ligne coplanaire à ruban est connectée au port de couplage, il y a une augmentation du courant dans le ruban. A la limite où le ruban est connecté au composant planaire, on peut considérer que les boucles de courant sont complétées par des courants équivalents le long de la direction z. Le champ magnétique peut être écrit, d'après (6) et (12), comme suit [17,18] :

$$\vec{H} = -\frac{1}{j\omega\mu h}\left(\frac{\partial V}{\partial n}\vec{t} + \frac{\partial V}{\partial t}\vec{n}\right) \tag{18}$$

Ce champ doit être égal au champ magnétique dans la deuxième face, entre la structure planaire et la ligne d'alimentation.

Si la condition de bord magnétique est imposée sur la totalité du contour du composant planaire, la composante tangentielle du champ magnétique à la limite est nulle. Dans le présent modèle, il y a un changement dans le champ magnétique à la périphérie, où les ports de couplage sont localisés. Le courant de surface équivalent fictif $\vec{J}_s$, selon la direction z, obtenu d'après la condition à limite (7) est :

$$\vec{J}_s = -\frac{1}{j\omega\mu h}\left(\frac{\partial V}{\partial n}\vec{a}_z\right) \qquad (A/m) \tag{19}$$

$\vec{J}_s$ est dirigée vers le sens négatif des z, dans la région supérieure du composant conducteur. On peut maintenant étudier le composant planaire, excité par des lignes de courant le long de la direction z. La fonction de Green $G(r/r_0)$, pour l'équation (16), est obtenue par l'application d'un courant unitaire $\delta(r-r_0)$, au point ($r = r_0$), dirigé selon l'axe z, dans la région au-dessous du ruban conducteur. La fonction de Green est la solution de l'équation suivante [1,8,11] :

$$\left(\nabla_T^2 + k^2\right)G(r/r_0) = -j\omega\mu h\delta(r - r_0) \tag{20}$$

avec la condition à la limite donnée par :

$$\frac{\partial G}{\partial n} = 0 \tag{21}$$

La tension à n'importe quel point dans le composant planaire est :

$$V(x,y) = \iint_D G(x,y/x_0,y_0)J_z(x_0,y_0)dx_0dy_0 \tag{22}$$

où $J_z(x_0, y_0)$ représente la source fictive de la densité de courant et D la région du composant planaire, entourée par la paroi magnétique. Dans l'équation (22), les termes ne remplissant pas les conditions à la limite n'apparaissent plus, puisque $\partial V / \partial n = 0$ et $\partial G / \partial n = 0$, le long de la périphérie du composant planaire.

Lorsque la source de courant existe seulement au niveau des ports à la périphérie, la tension V à la limite peut être écrite en fonction de la densité de courant J_s, dans la direction z, comme suit :

$$V(t) = -\oint_C G(t/t_0)J_s(t_0)dt_0 \tag{23}$$

où t et t_0 sont des distances mesurées le long de la périphérie, et l'intégrale est calculée sur la totalité du contour (c). Du fait que la densité de courant $J_s(t_0)$ est présente seulement au niveau des ports, on peut réécrire l'expression (23) sous la forme suivante :

$$V(t) = -\sum_j \int_{W_j} G(t/t_0)J_s(t_0)dt_0 \tag{24}$$

D'après (15) et (19), le courant i_j, présent au $j^{ième}$ port, peut être écrit en fonction de la densité du courant équivalent (linéique) selon la direction z comme suit :

$$i_j = -\int_{W_j} J_s(t_0)dt_0 \tag{25}$$

Si les largeurs des ports de couplage sont supposées petites, afin que la densité de courant J_s soit uniformément distribuée sur la largeur du port, on a d'après (25) :

$$J_s(t_0)\Big|_{pour\,le\,j^{ieme}\,port} = -\frac{i_j}{W_j} \tag{26}$$

La substitution de (26) dans (24) permet d'écrire :

$$V(t) = -\sum_j \frac{i_j}{W_j}\int_{W_j} G(t/t_0)dt_0 \tag{27}$$

L'équation (27) donne la tension en chaque point de la périphérie. Pour obtenir la tension V_i au niveau du $i^{ième}$ port de couplage, on calcule la moyenne de la tension sur la largeur du port :

$$V_i = -\frac{1}{W_i}\int_{W_i} V(t)dt = \sum_j \frac{i_j}{W_i W_j}\int_{W_i}\int_{W_j} G(t/t_0)dt_0 dt \qquad (28)$$

D'après (28), les éléments de la matrice impédance du composant planaire peuvent être donnés par l'expression suivante [8,11] :

$$z_{ij} = \frac{1}{W_i W_j}\int_{W_i}\int_{W_j} G(t/t_0)dt_0 dt \qquad (29)$$

Ainsi, on peut déterminer la matrice impédance du composant, pour en déduire, aisément, sa matrice de dispersion S.

Dans la discussion précédente, il est supposé que le courant au niveau du port est uniformément distribué. Ceci implique que la largeur du port de couplage est supposée petite par rapport à la longueur d'onde de travail, et aussi en comparaison avec les dimensions du composant planaire. Lorsque ces hypothèses ne sont pas valables, chaque port de couplage peut être subdivisé en plusieurs sous-ports, pour lesquels ces suppositions sont vérifiées. La matrice impédance du composant est alors calculée pour tous les sous-ports [1,8,11-15].

2.1. Evaluation des fonctions de Green

L'évaluation de la fonction de Green, pour une forme donnée d'un composant planaire, exige la résolution de l'équation (20) avec la condition à la limite (21). Pour cela, il existe deux méthodes : La méthode de l'image et la méthode de développement de la fonction de Green en fonctions propres.

Dans cette méthode, la fonction de Green est développée en fonctions propres, relatives à l'équation de Helmholtz donnée par l'expression (13).

Soient Ψ_n les fonctions propres de l'expression (13) qui satisfont la condition (14), et k_n^2 les valeurs propres correspondantes, de sorte que :

$$\left(\nabla_T^2 + k_n^2\right)\Psi_n = 0 \qquad (30)$$

Les fonctions propres Ψ_n forment un ensemble orthonormal, tel que :

$$\iint_D \Psi_n^* \Psi_m dxdy = \begin{cases} 1 & \text{si} \quad n = m \\ 0 & \text{autrement} \end{cases} \qquad (31)$$

où l'astérisque indique la fonction conjuguée, et D représente la région d'intégration limitée par la périphérie du composant planaire, où les Ψ_n satisfont la condition à la limite ($\partial\Psi_n / \partial n = 0$). Il est à noter que la fonction de Green $G(r/r_0)$ satisfait la condition à la limite donnée par l'expression (21). En supposant que les fonctions propres Ψ_n forment un ensemble complet de fonctions orthonormées, il est possible d'exprimer $G(r/r_0)$ par des séries de Ψ_n :

$$G(r / r_0) = \sum_m A_m \Psi_m(r) \tag{32}$$

La substitution de (32) dans (20) et l'utilisation de (30), nous donne :

$$\sum_m A_m (k^2 - k_m^2)\Psi_m(r) = -j\omega\mu h\delta(r - r_0) \tag{33}$$

En multipliant les deux termes de (33) par $\Psi_n^*(r)$ et en intégrant sur D on obtient :

$$\sum_m A_m (k^2 - k_m^2)\iint_D \Psi_n^*(r)\Psi_m(r)dxdy = -j\omega\mu h\Psi_n^*(r_0) \tag{34}$$

En appliquant la propriété d'orthonormalité (33), l'expression (34) se réduit à :

$$A_n (k^2 - k_n^2) = -j\omega\mu h\Psi_n^*(r_0) \tag{35}$$

Alors, il en résulte :

$$A_n = \frac{-j\omega\mu h\Psi_n^*(r_0)}{(k^2 - k_n^2)} \tag{36}$$

Enfin, par la substitution de (36) dans (32), on peut exprimer $G(r/r_0)$ par [17] :

$$G(r / r_0) = j\omega\mu h\sum_n \frac{\Psi_n(r)\Psi_n^*(r_0)}{(k_n^2 - k^2)} \tag{37}$$

Dans cette forme de fonction de Green, pour les circuits de faibles pertes, où les Ψ_n sont réelles, on n'a plus besoin de parler de la conjuguée complexe. Il est à noter que même les fonctions de Green données par (37) contiennent une singularité intrinsèque au point $r=r_0$, mais cette dernière ne cause aucune erreur dans l'évaluation des matrices impédances. Cette méthode est limitée aux cas où les fonctions propres sont connues. Pour les formes enfermées par des bords uniformes (rectilignes), les fonctions propres ne peuvent être obtenues que si l'angle de chaque sommet de la périphérie est un sous multiple de π (fraction de pi). Les fonctions propres peuvent être obtenues pour des formes telles que les cercles, les anneaux etc.

2.2. Fonctions de Green pour différentes configurations

Nous donnons, ici, les fonctions de Green pour certaines formes planaires connues [1,4,8,11]. Pour les expressions suivantes σ_i est donnée par :

$$\sigma_i = \begin{cases} 1 & \text{si} \quad i = 0 \\ 0 & \text{autrement} \end{cases} \tag{38}$$

2.2.1. Fonction de Green pour un rectangle

La fonction de Green pour le rectangle représenté par la figure 3 est donnée :

$$G(x, y / x_0, y_0) = \frac{j\omega\mu h}{ab} \sum_{n=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{+\infty} \frac{\sigma_n \sigma_m \cos(k_x x_0) \cos(k_y y_0) \cos(k_x x) \cos(k_y y)}{k_x^2 + k_y^2 - k^2} \tag{39}$$

où : $$k_x = \frac{m\pi}{a} \quad \text{et} \quad k_y = \frac{n\pi}{b}$$

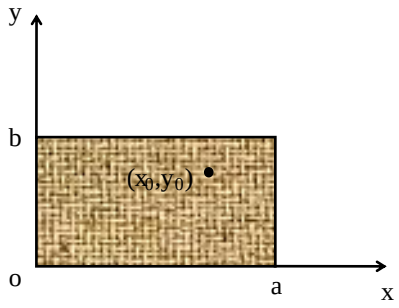


Fig. 3. Rectangle métallique de longueur a et de largeur b.

2.2.2. Fonction de Green pour un triangle droit

La fonction de Green pour le triangle donné par la figure 4 est exprimée par :

$$G(x, y / x_0, y_0) = 8 j\omega\mu h \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{T_1(x_0, y_0) T_1(x, y)}{16\sqrt{3}\pi^2 (m^2 + mn + n^2) - 9\sqrt{3} a^2 k^2} \tag{40}$$

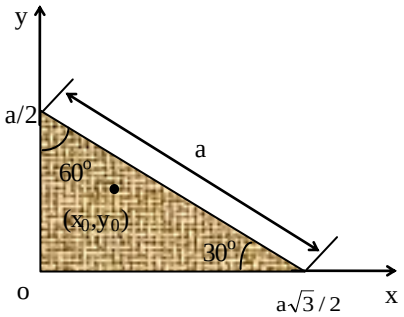


Fig. 4. Composant planaire sous forme de triangle droit.

où :

$$T_1(x,y) = (-1)^l \cos\left(\frac{2\pi l x}{\sqrt{3}a}\right)\cos\left(\frac{2\pi(m-n)y}{3a}\right) + (-1)^m \cos\left(\frac{2\pi m x}{\sqrt{3}a}\right)\cos\left(\frac{2\pi(n-l)y}{3a}\right) + (-1)^n \cos\left(\frac{2\pi n x}{\sqrt{3}a}\right)\cos\left(\frac{2\pi(l-m)y}{3a}\right) \quad (41)$$

avec :

$$l = -(m+n) \quad (42)$$

2.2.3. Fonction de Green pour un cercle

La fonction de Green, pour le cercle de la figure 5, est donnée par :

$$G(\rho,\phi/\rho_0,\phi_0) = \frac{h}{j\omega\varepsilon\pi a^2} + j\omega\mu h \sum_{n=0}^{+\infty}\sum_{m=1}^{+\infty} \frac{\sigma_n J_n(k_{mn}\rho_0) J_n(k_{mn}\rho)\cos[n(\phi-\phi_0)]}{\pi(a^2 - n^2/k_{mn}^2)(k_{mn}^2 - k^2) J_n^2(k_{mn}a)} \quad (43)$$

où $J_n(.)$ représente la fonction de Bessel d'ordre n, et k_{mn} satisfait :

$$\frac{\partial}{\partial\rho} J_n(k_{mn}\rho)\Big|_{\rho=a} = 0 \quad (44)$$

l'indice m dans k_{mn} indique la $m^{ième}$ racine de l'expression (45). Pour la fonction de Bessel d'ordre zéro, la première racine de (44) n'est pas considérée comme la racine nulle.

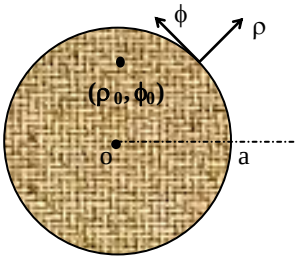


Fig. 5. Composant bidimensionnel de forme circulaire.

2.2.4. Fonction de Green pour un anneau

La fonction de Green pour l'anneau donné par la figure 6 est donnée par :

$$G(\rho,\phi/\rho_0,\phi_0) = \frac{h}{j\omega\varepsilon\pi(b^2 - a^2)} + j\omega\mu h \sum_{n=0}^{+\infty}\sum_{m=1}^{+\infty} \frac{\sigma_n F_{mn}(\rho_0) F_{mn}(\rho)\cos[n(\phi-\phi_0)]}{\pi\left[(b^2 - n^2/k_{mn}^2)F_{mn}^2(b) - (a^2 - n^2/k_{mn}^2)F_{mn}^2(a)\right](k_{mn}^2 - k^2)} \quad (45)$$

où $F_{mn}(\rho)$ est donnée par :

$$F_{mn}(\rho) = N'_n(k_{mn}a)J_n(k_{mn}\rho) - J'_n(k_{mn}a)N_n(k_{mn}\rho) \tag{46}$$

et k_{mn} sont les solutions de :

$$\frac{J'_n(k_{mn}a)}{N'_n(k_{mn}a)} = \frac{J'_n(k_{mn}b)}{N'_n(k_{mn}b)} \tag{47}$$

Dans les relations précédentes $N_n(.)$ représente la fonction de Neumann d'ordre n.

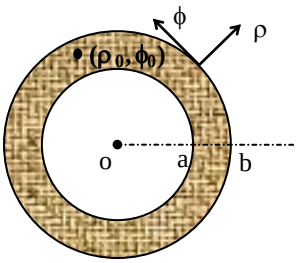


Fig. 6. Composant bidimensionnel de forme annulaire.

3. Méthode des Moments

La méthode des Moments est une technique mathématique numérique utilisée pour la résolution d'équations linéaires. D'une manière générale, il s'agit de déterminer la fonction f qui vérifie :

$$g = L(f) \tag{48}$$

où L est un opérateur linéaire et g une fonction connue. Les étapes de résolution sont les suivantes. [12,16-20]

3.1. Décomposition de f sur une base de fonctions $\{f_n\}_{i=1.N}$

$$f = \sum_{n=1}^{N} a_n f_n \tag{49}$$

où f_n sont des fonctions connues et dites fonctions de base et les coefficient a_n sont les grandeurs à déterminer. Compte tenu de cette décomposition et des propriétés de l'opérateur linéaire L l'équation (49) vérifie :

$$g = \sum_{n=1}^{N} a_n L(f_n) \tag{50}$$

3.2. Définition d'un produit scalaire

$$\langle f_a, f_b \rangle = \int_{\Omega} f_a f_b \, d\Omega \tag{51}$$

où, Ω est le domaine d'étude. Ce dernier satisfait aux normes de définition du produit scalaire :

- commutativité : $\langle f_a, f_b \rangle = \langle f_b, f_a \rangle$
- linéarité : $\langle a f_a, f_b f_c \rangle = a \langle f_a, f_c \rangle + \langle f_b, f_c \rangle$
- $\langle f_a, f_a \rangle > 0$

3.3. Introduction des fonctions de test (ou fonctions de pondération) $\{\omega_m\}$

Les fonctions $\{g_m\}_{i=1,M}$ sont définies comme le produit scalaire entre la fonction g et des fonctions de test ω_m qui sont choisies.

$$g_m = \langle \omega_m, g \rangle \tag{52}$$

où les g_m sont des grandeurs connues.

3.4. Calcul des coefficients a_n

En remplaçant g par l'équation (52), les fonctions g_m sont exprimées par :

$$g_m = \langle \omega_m, \sum_{n=1}^{N} a_n L(f_n) \rangle = \sum_{n=1}^{N} a_n \langle \omega_m, L(f_n) \rangle \tag{53}$$

Posons :

$$K_{mn} = \langle \omega_m, L(f_n) \rangle \tag{54}$$

Les coefficients K_{mn} sont connus puisqu'ils dépendent des ω_m, L et f_n. L'équation (54) devient :

$$g_m = \sum_n K_{mn} a_n \tag{55}$$

En tenant compte des M égalités vérifiées par les M fonctions g_m, un système matriciel est obtenu :

$$[g_m] = [K_{mn}][a_n] \tag{63}$$

où $[a_n]$ est un vecteur colonne et $[K_{mn}]$ est une matrice d'ordre (M,N). Les a_n sont calculés par inversion de cette matrice. Ceci implique qu'elle soit carrée et donc que le nombre de fonctions de test soit identique au nombre de fonctions de base (N=M):

- **Remarque :**

- La précision de la méthode dépend de l'ordre du nombre de fonctions de base choisi.

- La rapidité de la convergence de la méthode dépend du choix des fonctions de base et de test.

3.5. Choix des fonctions de base et de test

Si les fonctions de base sont égales aux fonctions de test, la méthode est dite de Galerkin. D'un point de vue électromagnétique, elle correspond à un terme d'énergie (forme variationnelle) ce qui accélère la convergence de la méthode. Plusieurs fonctions de test (de base) peuvent être choisies. Nous rappelons ici les trois principales.

3.5.1. Fonctions harmoniques

Ce sont les fonctions utilisées dans la méthode Spectrale.

$$\omega_m = f_m = e^{im\beta x}$$

3.5.2. Collocation par point (impédance matching)

La fonction f est approximée par des Dirac (δi) sur chaque sous section. Si nous nous reportons à l'étude de la densité de courant dans un ruban conducteur ou supraconducteur, les sous-sections sont celles des conducteurs élémentaires, leur densité de courant est approximée au barycentre de sous-sections.

$$\omega_m = \begin{cases} 1 & \text{pour } r_i = r_j \\ 0 & \text{pour } r \neq r_j \end{cases}$$

3.5.3. Collocation par sous domaine (subsectional basis)

La densité du courant est assimilée à sa valeur moyenne dans le sous domaine (fonction en escalier).

4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les différents concepts des composants planaires. Après leur dimensionnement géométrique, nous avons donné un aperçu sur leur modélisation mathématique qui a été par la suite numérisée à l'aide de la méthode des moments et les fonctions de Green dyadiques exactes appropriées.

Références

[1] K. C. Gupta, R. Garg, and R. Chadha; "Computer Aided Design of Microwave Circuits", Artech House, inc. 1981.

[2] C. Wan; "Analytically and Accurately Determined Quasi-Static Parameters of Coupled Microstrip Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 44, No. 1, Jan. 1996, pp. 75-79.

[3] T. Carl, and A. Johnk; "Engineering Electromagnetic Fields and Waves", John Wiley & Sons, inc. 1988.

[4] S. Ramo, "Fields and Waves in Communication Electronics", John Wiley & Sons, inc. 1984.

[5] Wen, C.P.,"Coplanar Waveguide: A Surface Strip Transmission Line Suitable for Non-Reciprocal Gyromagnetique Device Application," *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 17, No. 12, Dec. 1969, pp. 1087-1090.

[6] T. Itoh, "Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures", John Wiley & Sons, Inc. 1989.

[7] G. W. Hanson, "A Numerical Formulation of Dyadic Green's Functions for Planar Bianisotropic Media with Application to Printed Transmission Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 44, No. 1, Jan. 1996, pp. 144-151.

[8] T. Okoshi, and T. Miyoshi, "The Planar Circuit-An Approach to Microwave Integrated circuitry", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 20, No. 4, April 1972, pp. 245-252.

[9] D. F. Williams and S. E. Schwarz, "Design and Performance of Coplanar Waveguide Bandpass Filters ", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 35, No. 7, Jul. 1983, pp. 558 – 566.

[10] Bahl, I.J., and Ramesh Garg, "Simple and Accurate Formulas for Microstrip with Finite Strip Thickness", *Proc. IEEE*, Vol. 65, No. 11, Nov. 1977, pp. 1611-1612.

[11] A. Parsa, R. Paknys, "Interior Green's Function Solution for a Thick and Finite Dielectric Slab", *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. 55, No.12, Dec. 2007, pp. 3504 – 3514.

[12] M. Vrancken, G.A.E. Vandenbosch, "Semantics of dyadic and mixed potential field representation for 3-D current distributions in planar stratified media ", *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. 51, No. 10, Oct. 2003, pp. 2778 – 2787.

[13] N. I. Dib, "Theoretical Characterization of Coplanar Waveguide Transmission Lines and Discontinuities", Ph. D. Thesis, University of Michigan, Ann Arbor 1992.

[14] G. Hasnain, A. Dienes, and M. Gugleilmi, "Dispersion of Picosecond Pulse in Coplanar Transmission Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 34, No. 6, June 1986, pp. 738-741.

[15] H. Rogier, D. De Zutter, "A fast converging series expansion for the 2-D periodic Green's function based on perfectly matched layers", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 52, No. 4, Apr. 2004, pp 1199 – 1206.

[16] T. E. Van Deventer, P. B. Katehi and A. C. Canggellaris, "An Integral Equation Method For The Evaluation of Conductor and Dielectric Losses in High Frequency Interconnects", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 37, No. 12, Dec. 1989, pp. 1964-1971.

[17] A. K. Bhattacharyya, "Electromagnetic Fields in Multilayerd Structures: Theory and Applications", Artech house 1994.

[18] R. F. Harrington, "*Time-Harmonic Electromagnetic Fields*", Wiley-IEEE Press, Sept. 2001.

[19] C. A. Balanis, "*Advanced Engineering Electromagnetics*", John Wiley, 1989.

[20] M. Djordjevic, B.M. Notaros, " Double higher order method of moments for surface integral equation modeling of metallic and dielectric antennas and scatterers ", *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. 52, No. 8, Aug. 2004, pp. 2118 - 2129.

Chapitre 3

Modélisation de la ligne CPS par l'approche Full-wave

Modélisation de la ligne CPS par l'approche Full-wave

Introduction

La complexité sans cesse croissante de la technologie des systèmes de télécommunication nécessite, pour leur caractérisation, des modèles théoriques de plus en plus complexes. Par conséquent, des méthodes numériques plus sophistiquées sont développées, pour la résolution de ces problèmes électromagnétiques.

La modélisation des structures MMIC (Monolithic Microwave Integrated Circuits) et leurs discontinuités peut être effectuée par l'approche quasi-statique, celle du modèle des guides d'ondes équivalents ou par la technique Full-wave [1-4]. La première approche ne fournit que des expressions empiriques très limitées et valables uniquement aux basses fréquences. La deuxième peut nous renseigner sur la dispersion et ses effets aux hautes fréquences, mais elle ne tient pas compte des pertes dues aux radiations et aux excitations des ondes de surface [2,3].

Dans ce chapitre, nous modélisons deux types de lignes CPS (blindée et ouverte). Dans ce modèle, basé sur l'approche Full-wave [1,2] et deux types de fonctions de Green exactes (pour les Lignes ouverte et blindée), nous considérons les deux composantes transversale et longitudinale du courant de surface. De ce fait, quatre des composantes de la fonction de Green sont prises en compte. Mais, nous pouvons caractériser la ligne CPS et obtenir de bons résultats (du point de vue temps, précision et simplicité) en ne tenant compte que de la composante du courant de surface longitudinale (selon l'axe x).

1. Modélisation de la ligne CPS ouverte

Le substrat, d'épaisseur h et de permittivité relative ε_r, est supposé de largeur infinie dans les deux directions x et y, comme le montre la figure 1.

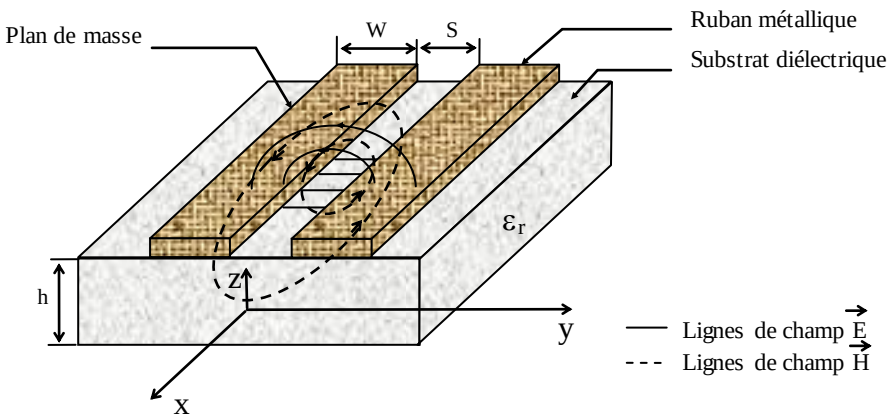


Fig. 1. Géométrie de la CPS.

Le courant de surface est supposé circuler seulement dans les deux directions x et y dans les rubans conducteurs.

1.1. Ondes de surface dans le diélectrique

Les deux types d'ondes de surface, TM et TE, peuvent être propagés le long d'un diélectrique. Soit le substrat de la figure 2, d'épaisseur 2h, de permittivité relative ε_r réelle (de pertes négligeables) et de perméabilité μ_0. Les composantes des champs électromagnétiques sont H_y, E_x et E_z pour les modes TM et E_y, H_x et H_z pour les modes TE. La propagation se fait selon l'axe x, avec le facteur $e^{-j\beta x}$ [5].

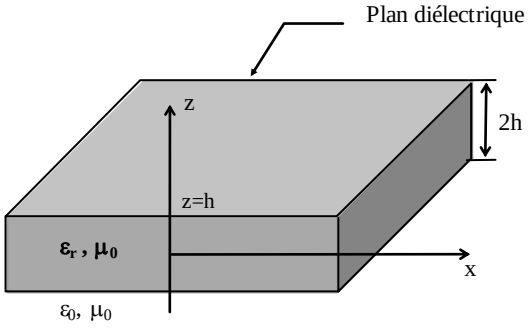


Fig. 2. Guide diélectrique d'ondes de surface.

1.1.1. Modes TM

Les solutions, pour H_y dans le diélectrique, peuvent être de type pair ou impair. Ces derniers montrent la façon dont varierait H_y, avec z, au voisinage de z=0.

Pour les solutions paires :

$$\left.\frac{\partial H_y}{\partial z}\right|_{z=0} = 0 \tag{1}$$

et puisque E_x est relié à cette dérivée par l'expression :

$$j\omega\varepsilon_r\varepsilon_0 E_x = \frac{\partial H_y}{\partial z} \tag{2}$$

$E_x(z=0)=0$ pour les solutions paires. C'est un mur magnétique qu'on peut représenter par un plan conducteur placé à z=0. Il en résulte une solution, pour le mode TM, le long d'un diélectrique placé sur un plan conducteur, comme le montre la figure 3.

Pour les solutions impaires :

$$H_y(z=0)=0 \tag{3}$$

Alors, le champ magnétique est nul dans le plan z=0, ce qui donne naissance à un mur électrique le long du plan de symétrie z=0.

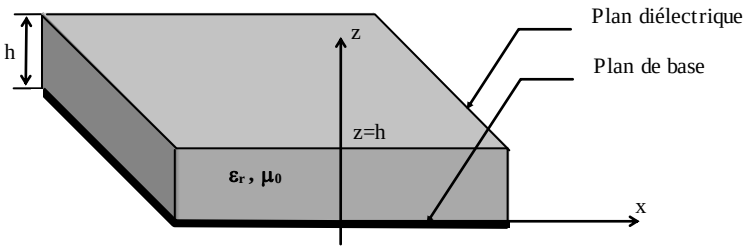


Fig. 3. Guide diélectrique avec plan de base d'ondes de surface.

Pour le guide d'ondes de surface de la figure 3, les modes TM impairs n'existent pas puisque le champ électrique ne s'annule pas dans le plan z=0.

L'expression du champ magnétique pour les modes TM paires est donnée par :

$$H_y = \begin{cases} B\cos(k_1 z)e^{-j\beta x} & |z| \le h \\ Ae^{-k_2(|z|-h)-j\beta x} & |z| \ge h \end{cases} \tag{4}$$

La seule composante du champ magnétique des modes TM impaires est donnée par :

$$H_y = \begin{cases} A\,e^{-k_2(z-h)-j\beta x} & z \ge h \\ A\,e^{-j\beta x}\sin(k_1 z)\big/\sin(k_1 h) & |z| \le h \\ -Ae^{k_2(z+h)-j\beta x} & z \le -h \end{cases} \tag{5}$$

$$\beta^2 = \varepsilon_r k_0^2 - k_1^2 \tag{6}$$

$$\beta^2 = k_0^2 + k_2^2 \tag{7}$$

La continuité du champ électromagnétique aux limites (z=±h) exige :

$$A = B\cos(k_1 h) \tag{8}$$

$$\varepsilon_r k_2 A = k_1 B\sin(k_1 h) \tag{9}$$

En divisant (9) par (8) et en multipliant les deux membres par h, nous obtenons :

$$\varepsilon_r k_2 h = k_1 h\tan(k_1 h) \tag{10}$$

et la différence de (6) et (7) nous permet d'écrire :

$$(\varepsilon_r - 1)(k_0 h)^2 = (k_2 h)^2 + (k_1 h)^2 \tag{11}$$

Les équations (10) et (11) peuvent être résolues graphiquement comme le montre la figure 4 ou numériquement.

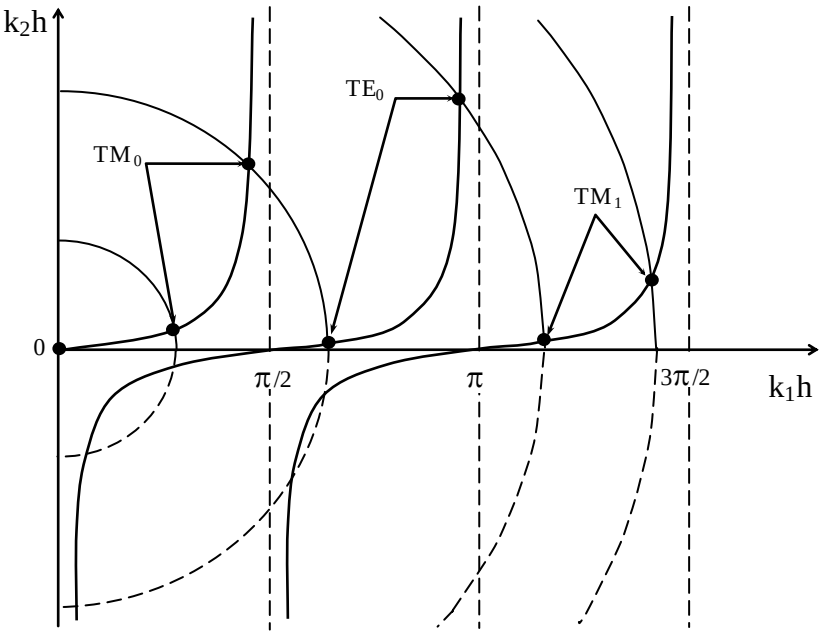


Fig. 4. Solution graphique pour les valeurs propres des modes TM pairs et des modes TE impairs.

Comme le montre la figure 4, le premier mode TM pair (TM_0) n'a pas de fréquence de coupure. Puisque k_2 doit être positif pour les ondes de surface, seuls les points d'intersection dans les intervalles $n\pi \leq k_1 h \leq n\pi + \pi/2$ (n entier) sont considérés. Les points d'intersection dans les intervalles $n\pi + \pi/2 \leq k_1 h \leq (n+1)\pi$ donnent des valeurs négatives de k_2. Ces modes croissent exponentiellement à l'écart de la surface et donnent une amplitude, des champs électromagnétiques, infinie. Ils doivent donc être exclus [5].

Les ondes de surface, le long du diélectrique, peuvent être considérées comme des ondes planes ayant un angle d'incidence sur le diélectrique, supérieur à l'angle critique $\theta_c = (\varepsilon_r)^{-1/2}$. Leurs modes correspondants sont appelés modes piégés (Trapped Modes). Ce type d'incidence produit une réflexion totale à l'interface air-diélectrique, donnant naissance à des champs électromagnétiques évanescents à l'extérieur du diélectrique. Ainsi, ces modes suivent un chemin en zigzag le long de l'axe x.

Par analogie, la solution pour les modes TM impairs (inexistants dans notre structure) est formellement la même que celle des modes TE impairs.

1.1.2. Modes TE

L'étude, des modes TE, est similaire à celle effectuée pour les modes TM. Puisque, le champ électrique des modes pairs ne s'annule pas dans le plan de symétrie (z=0), alors, seuls les modes TE impairs existent. Les composantes des champs électromagnétiques sont données par les expressions suivantes :

Les modes TE impairs sont exprimés par :

$$E_y = \begin{cases} Ae^{-k_2(z-h)-j\beta x} & z \geq h \\ Ae^{-j\beta x}\sin(k_1 z)/\sin(k_1 h) & |z| \leq h \\ -Ae^{k_2(z+h)-j\beta x} & z \leq -h \end{cases} \quad (12)$$

Les modes TE pairs vérifient :

$$E_y = \begin{cases} Ae^{-j\beta x}\cos(k_1 z)/\cos(k_1 h) & |z| \leq h \\ Ae^{-k_2(|z|-h)-j\beta x} & |z| \geq h \end{cases} \quad (13)$$

Les composantes du champ magnétique peuvent être déduites des expressions suivantes :

$$\begin{cases} j\omega\mu_0 H_x = -\dfrac{\partial E_y}{\partial z} \\ j\omega\mu_0 H_z = \dfrac{\partial E_y}{\partial x} \end{cases} \quad (14)$$

L'application des conditions de continuité, aux limites z=±h, sur les composantes tangentielles des champs électromagnétiques, nous donne pour les modes TE impairs :

$$k_2 h = -k_1 h/\tan(k_1 h) \quad (15)$$

L'utilisation de (11) et (15) permet d'obtenir les modes TE impairs, pour le guide de la figure 3, graphiquement (fig. 4) ou à l'aide d'une méthode numérique. Notons ici que les points d'intersection se trouvent dans les intervalles $n\pi+\pi/2 \leq k_1 h \leq (n+1)\pi$.

1.2. Fonction de Green pour un diélectrique avec base métallique

Pour calculer les éléments de la matrice impédance et les éléments du vecteur de tension, le champ électrique, dû à l'élément de courant électrique horizontal dans un diélectrique de base métallique (fig. 3), est nécessaire.

Nous pouvons exprimer le champ électrique à l'aide d'une fonction de Green dyadique tridimensionnelle :

$$\vec{E}(x,y,z) = \iiint_V \overline{\overline{G}}(x,y,z/x_0,y_0,z_0)\cdot\vec{J}(x_0,y_0,z_0)\,dx_0dy_0dz_0 \tag{16}$$

Les notations (x_0,y_0,z_0) et (x,y,z) représentent les points excitation (source) et destination (champ) respectivement.

L'application de la théorie des composants planaires, basée sur la négligence de l'effet de l'épaisseur du ruban, permet d'obtenir une distribution linéique du courant. Ce concept permet de passer d'une densité de courant volumique $\vec{J}(x,y,z)$ à une densité surfacique $\vec{J}_s(x,y)$. La fonction de Green et, par conséquent, le champ électrique deviennent bidimensionnels. L'équation intégrale (16) se réduit alors à :

$$\vec{E}(x,y) = \iint_S \overline{\overline{G}}(x,y/x_0,y_0)\cdot\vec{J}_s(x_0,y_0)\,dx_0dy_0 \tag{17}$$

En utilisant le modèle théorique déjà développé [6,7], ou même en généralisant la méthode de Sommerfeld [8,9], la fonction de Green dyadique exacte bidimensionnelle, dans le domaine spectral, pour un diélectrique de base métallique, peut être formulée comme suit :

$$\begin{aligned}\overline{\overline{G}}(x,y/x_0,y_0) = \frac{j\omega\mu}{4\pi^2k_0^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\Bigg[&\frac{k_2(\varepsilon_r k_0^2-k_x^2)\cos k_1h - k_1(k_0^2-k_x^2)\sin k_1h}{T_eT_m}\sin k_1h\,\vec{a}_x\vec{a}_x\\ &-k_xk_y\frac{(k_2\cos k_1h - k_1\sin k_1h)}{T_eT_m}\sin k_1h\,(\vec{a}_x\vec{a}_y+\vec{a}_y\vec{a}_x)\\ &+\frac{k_2(\varepsilon_r k_0^2-k_y^2)\cos k_1h - k_1(k_0^2-k_y^2)\sin k_1h}{T_eT_m}\sin k_1h\,\vec{a}_y\vec{a}_y\Bigg]e^{jk_x(x-x_0)+jk_y(y-y_0)}dk_xdk_y\end{aligned} \tag{18}$$

avec :

$$T_e = k_1\cos k_1h + k_2\sin k_1h \tag{19}$$

$$T_m = \varepsilon_r k_2\cos k_1h - k_1\sin k_1h \tag{20}$$

$$k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0} = 2\pi/\lambda_0 \tag{21}$$

$$Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} \tag{22}$$

$$\beta^2 = k_x^2 + k_y^2 \tag{23}$$

et k_1 et k_2 sont donnés par les équations (6) et (7) respectivement. Les paramètres k_x et k_y représentent les variables x et y dans le domaine spectral.

Nous exprimons la densité du courant de surface comme suit :

$$\vec{J}_s(x,y) = J_x(x,y)\,\vec{a}_x + J_y(x,y)\,\vec{a}_y \tag{24}$$

En substituant (18) et (24) dans (17), on obtient :

$$\begin{aligned}\vec{E}(x,y) = \frac{j\omega\mu}{4\pi^2 k_0^2}\int_{y_0}\int_{x_0}\int_{-\infty}^{+\infty}\Bigg[& \frac{k_2(\varepsilon_r k_0^2 - k_x^2)\cos k_1 h - k_1(k_0^2 - k_x^2)\sin k_1 h}{T_e T_m}\sin k_1 h\, J_x(x_0,y_0)\vec{a}_x \\ & - k_x k_y \frac{k_2\cos k_1 h - k_1 \sin k_1 h}{T_e T_m}\sin k_1 h\left(J_x(x_0,y_0)\vec{a}_y + J_y(x_0,y_0)\vec{a}_x\right) \\ & + \frac{k_2(\varepsilon_r k_0^2 - k_y^2)\cos k_1 h - k_1(k_0^2 - k_y^2)\sin k_1 h}{T_e T_m}\sin k_1 h J_y(x_0,y_0)\vec{a}_y\Bigg] e^{jk_x(x-x_0)+jk_y(y-y_0)}\cdot dk_x dk_y dx_0 dy_0\end{aligned} \tag{25}$$

1.3. Modélisation de la ligne CPS

Nous pouvons caractériser la ligne à CPS et obtenir de bons résultats (du point de vue temps, précision et simplicité) en ne tenant compte que de la composante du courant de surface selon l'axe x. Alors, la densité du courant de surface devient dans cette direction :

$$\vec{J}_s(x_0,y_0) = J_x(x_0,y_0)\,\vec{a}_x = f(x_0)g(y_0)\cdot\vec{a}_x \tag{26}$$

Les distributions longitudinale et transversale sont exprimées par :

$$\begin{cases} f(x_0) = e^{-jk_e x_0} & |x_0| < \infty \\ g(y_0) = \dfrac{1}{W} & |y_0| < W/2 \end{cases} \tag{27}$$

En conséquence, il ne nous reste à déterminer que la composante E_{xx} exprimée par :

$$\begin{aligned}E_{xx}(x,y) = \frac{j\omega\mu}{4\pi^2 k_0^2}\int_{x_0}\int_{y_0}\int_{-\infty}^{+\infty} & \frac{(\varepsilon_r k_0^2 - k_x^2)k_2\cos k_1 h - k_1(k_0^2 - k_x^2)\sin k_1 h}{T_e T_m}\sin k_1 h \\ & \times f(x_0)g(y_0)e^{jk_x(x-x_0)+jk_y(y-y_0)}dk_x dk_y\end{aligned} \tag{28}$$

Posons :

$$A(k_x,k_y) = \frac{j\omega\mu}{4\pi^2 k_0^2}\cdot\frac{(\varepsilon_r k_0^2 - k_x^2)k_2\cos k_1 h - k_1(k_0^2 - k_x^2)\sin k_1 h}{T_e T_m}\sin k_1 h \tag{29}$$

En substituant (27) dans (28) et en utilisant (29) on obtient :

$$E_{xx}(x,y) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int A(k_x,k_y)e^{j(k_x x + k_y y)}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-W/2}^{+W/2}\frac{1}{W}e^{-j(k_x+k_e)x_0 - jk_y y_0}dy_0 dx_0 dk_x dk_y \tag{30}$$

En se basant sur :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j(k_x+k_e)x_0} dx_0 = 2\pi\delta(k_e + k_x) \tag{31}$$

$$F_y(k_y) = \int_{-W/2}^{+W/2} \frac{1}{W} e^{-jk_y y_0} dy_0 = \frac{2\sin(k_y W/2)}{Wk_y} = \sin c(k_y W/2) \tag{32}$$

F_y (k_y) étant la transformée de Fourrier de la distribution de courant $g(y_0)$ dans la direction y qui est, jusqu'ici, supposée uniforme. Il en résulte :

$$\begin{aligned} E_{xx}(x,y) &= 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty}\int A(k_x,k_y)\delta(k_x + k_e)e^{jk_x x}e^{jk_y y}F_y(k_y)dk_x dk_y \\ &= 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} A(k_e,k_y)e^{jk_e x}F_y(k_y)e^{jk_y y}dk_y \end{aligned} \tag{33}$$

La supposition que le conducteur est parfait nécessite l'annulation du champ électrique en tout point dans le ruban. Cette condition à la limite est imposée le long de la largeur du ruban, par l'intégration selon y sur la largeur W :

$$2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} A(k_e,k_y)e^{-jk_e x}F_y(k_y)dk_y \int_{-W/2}^{+W/2} e^{jk_y y}dy = 2\pi W e^{-jk_e x}\int_{-\infty}^{+\infty} A(k_e,k_y)F_y^2(k_y)dk_y = 0 \tag{34}$$

Enfin, nous obtenons l'équation caractéristique suivante :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} A(k_e,k_y)F_y^2(k_y)dk_y = 0 \tag{35}$$

1.3.1. Calcul de la constante de propagation effective

La résolution de l'équation caractéristique donnée par l'expression (35) est obtenue par l'utilisation de la méthode de bissection. L'intervalle de recherche limitant la valeur optimale de la constante de propagation k_e est donné comme suit :

$$k_e = \sqrt{\varepsilon_{reff}}\, k_0$$

$$\varepsilon_{reff} \in]\varepsilon_{req}, \varepsilon_r[$$

Avec

$$\varepsilon_{req} = 1 + \frac{\varepsilon_r - 1}{2}\frac{K(k')K(k_1)}{K(k)K(k_1')}$$

$$k_1 = \frac{\sinh(\pi S/4h)}{\sinh(\pi(2W+S)/4h)}$$

$$k = S/(S+2W)$$

$$k' = \sqrt{(1-k^2)}$$

Alors :

$$k_e \in]k_0\sqrt{\varepsilon_{req}}, k_0\sqrt{\varepsilon_r}[$$

1.3.2. Calcul de l'intégrale

En utilisant la propriété de parité des éléments de l'intégrale donnée par (35), on peut réduire l'intervalle d'intégration de]-∞, +∞[à [0, +∞[.

Puisque, les fonctions $A(k_e,k_y)$ et $F_y^2(k_y)$ exprimées par (29) et (32) respectivement sont paires :

$$A(k_e, k_y) = A(k_e, -k_y)$$

et :

$$F_y^2(k_y) = f(\sin^2(k_y)) = F_y^2(-k_y)$$

nous pouvons réécrire (35) comme suit :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} A(k_e, k_y) F_y^2(k_y) dk_y = 2\int_{0}^{+\infty} A(k_e, k_y) F_y^2(k_y) dk_y = 0 \qquad (36)$$

Pour calculer cette intégrale, nous utilisons la règle de Simpson étendue donnée par :

$$\int_{k_{y1}}^{k_{yN}} f(k_y) dk_y = \left[\frac{1}{3}f_1 + \frac{4}{3}f_2 + \frac{2}{3}f_3 + \frac{4}{3}f_4 + \ldots + \frac{2}{3}f_{N-2} + \frac{4}{3}f_{N-1} + \frac{1}{3}f_N\right] dk_y \qquad (37)$$

où dk_y est le pas de calcul et N est un nombre pair.

Les paramètres k_1 et k_2 dépendant de k_y doivent être étudiés.

Vu que :

$$k_2 = \sqrt{k_e^2 + k_y^2 - k_0^2}$$

k_2 est réel positif $\forall k_y \in [0,+\infty[$.

Alors que $k_1 = \sqrt{\varepsilon_r k_0^2 - k_e^2 - k_y^2}$ est un paramètre qui est réel dans un intervalle et imaginaire dans l'autre. Nous déterminons ces deux intervalles comme suit :

- $(\varepsilon_r k_0^2 - k_e^2 - k_y^2) < 0$:

on a :

$$k_y^2 > k_0^2(\varepsilon_r - \varepsilon_{eff})$$

donc :

$$k_y > k_0\sqrt{\varepsilon_r - \varepsilon_{eff}}$$

il en résulte :

$$k_1 = j\sqrt{k_e^2 + k_y^2 - \varepsilon_r k_0^2} = jk_1'$$

où k_1' est un paramètre positif réel.

- $(\varepsilon_r k_0^2 - k_e^2 - k_y^2) > 0$:

on obtient :

$$(\varepsilon_r k_0^2 - \varepsilon_{eff} k_0^2 - k_y^2) > 0$$

$$k_y < k_0\sqrt{\varepsilon_r - \varepsilon_{eff}}$$

donc $k_1 = \sqrt{\varepsilon_r k_0^2 - k_e^2 - k_y^2}$ est positif réel.

- $(\varepsilon_r k_0^2 - k_e^2 - k_y^2) = 0$:

$k_y = k_0\sqrt{\varepsilon_r - \varepsilon_{eff}}$ et k_1 devient nul, il n'y a donc pas de propagation d'onde dans le diélectrique ; par conséquent :

$$k_y \in \left[0, k_0\sqrt{\varepsilon_r - \varepsilon_{reff}}\right[\cup \left]k_0\sqrt{\varepsilon_r - \varepsilon_{reff}}, +\infty\right[$$

Nous notons que $F_y(k_y)$ est indéterminée pour k_y=0. Pour résoudre ce problème de singularité, nous imposons la condition à la limite suivante :

$$\lim_{k_y \to 0} F_y(k_y) = 1$$

1.3.3. Subdivision de l'intégrale

L'étude précédente des valeurs de k_y nous permet de subdiviser l'intégrale en deux parties comme suit :

1. $\mathbf{k_y \in \left[0, k_0\sqrt{\varepsilon_r - \varepsilon_{reff}}\right[}$

Dans cet intervalle, k_2 et k_1 sont réels et positifs. Leur substitution dans une expression simplifiée de (29) donne :

$$A(k_e, k_y) = \frac{j\omega\mu}{4\pi^2 k_0^2} \frac{(\varepsilon_r k_0^2 - k_e^2)k_2 - k_1(k_0^2 - k_e^2)\tan k_1 h}{T_e T_m} \tag{38}$$

où T_e et T_m sont réels et donnés par :

$$T_e = k_2 - k_1/\tan k_1 h \tag{39}$$

$$T_m = \varepsilon_r k_2 - k_1 \tan k_1 h \tag{40}$$

2. $\mathbf{k_y \in \left]k_0\sqrt{\varepsilon_r - \varepsilon_{reff}}, +\infty\right[}$

Dans cet intervalle, k_2 est positif réel, alors que k_1 est purement imaginaire. Nous exprimons ce dernier par un autre paramètre k_1' purement réel et positif exprimé par :

$$k_1 = j\sqrt{k_e^2 + k_y^2 - \varepsilon_r k_0^2} = jk_1' \tag{41}$$

En substituant (41) dans (29), on obtient :

$$A(k_e, k_y) = \frac{j\omega\mu}{4\pi^2 k_0^2} \frac{(\varepsilon_r k_0^2 - k_e^2)k_2 + k_1'(k_0^2 - k_e^2)\text{th}k_1' h}{T_e T_m} \tag{42}$$

où T_e et T_m sont réels et donnés par :

$$T_e = k_2 + k_1' \coth k_1' h$$

$$T_m = \varepsilon_r k_2 + k_1' \text{th} k_1' h$$

2. Modélisation de la ligne CPS blindée

La ligne CPS blindée, présentée dans la figure 5, est constituée d'un substrat diélectrique (d'épaisseur h et de permittivité relative ε_r) et de deux rubans métalliques (supposés infiniment minces) de largeur W. cette structure est blindée par des parois métalliques équidistantes par rapport au substrat diélectrique.

Afin d'étudier la ligne CPS blindée par l'approche Full-wave, nous supposons qu'elle est infiniment longue selon les x par rapport à la longueur d'onde. Cette étude peut être généralisée pour les lignes ouvertes seulement par l'augmentation des dimensions du blindage

de telle façon qu'elles soient très grandes par rapport aux caractéristiques géométriques de la ligne.

L'analyse qu'on présente ici correspond à la structure donnée par la figure 5. Dans cette figure, une structure typique de la ligne CPS est implantée dans un milieu multicouche.

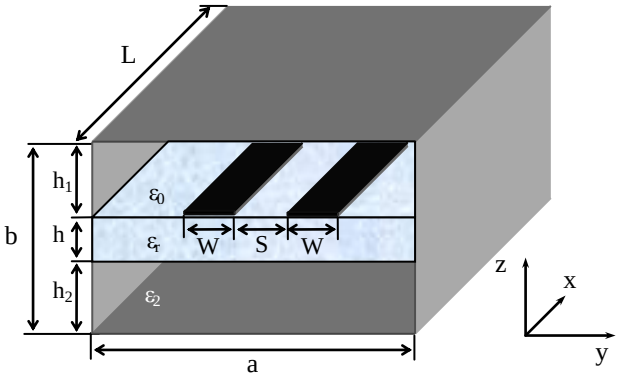


Fig. 5. Ligne CPS dans une cavité rectangulaire.

2.1. Fonction de Green des potentiels mixtes

L'utilisation de la théorie de la ligne de transmission permet la réduction de la structure multicouche de la figure 5 à une structure de deux couches seulement comme le montre la figure 6.

Dans cette structure équivalente, les champs électromagnétiques, dans les régions 1 et 2 dus aux dipôles électriques dirigés selon x et y (composantes surfaciques), au-dessus et au-dessous de la ligne CPS sont à développer.

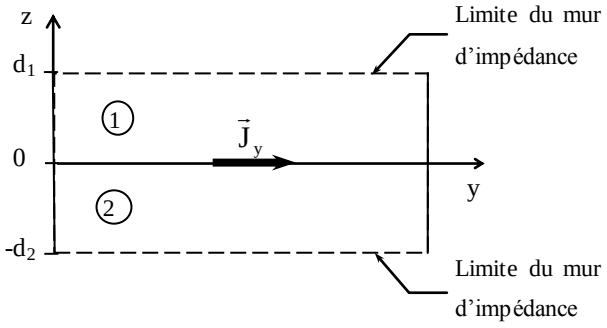


Fig. 6. Structure équivalente à deux couches.

Alors, par superposition, le champ électrique total dans la région i (i=1,2) est relié aux courants sur les rubans par l'équation intégrale dans le domaine spatial suivante :

$$\vec{E}_i = \iint_{S_0} \overline{\overline{G}}_{i,e}(r/r_0) \cdot \vec{J}(r_0) ds_0 \qquad (43)$$

S_0 est la surface des conducteurs de la ligne coplanaire à ruban et $\overline{\overline{G}}_{i,e}$ est la fonction dyadique de Green du champ électrique dans la région i.

Dans cette étude, nous considérons les deux composantes surfaciques (selon les x et les y) de la densité du courant de surface. De ce fait, nous l'exprimons par :

$$\vec{J}_s(x_0,y_0) = J_x(x_0,y_0)\vec{a}_x + J_y(x_0,y_0)\vec{a}_y \tag{44}$$

La considération des deux composantes surfaciques de la densité du courant de surface, exige une fonction de Green dyadique de quatre composantes exprimée par :

$$\begin{aligned}\overline{\overline{G}}_e(x,y/x_0,y_0) = {} & G_{xx}(x,y/x_0,y_0)\vec{a}_x\vec{a}_x + G_{xy}(x,y/x_0,y_0)\vec{a}_x\vec{a}_y \\ & + G_{yx}(x,y/x_0,y_0)\vec{a}_y\vec{a}_x + G_{yy}(x,y/x_0,y_0)\vec{a}_y\vec{a}_y\end{aligned} \tag{45}$$

La substitution des équations (44) et (45) dans (43), nous donne :

$$\begin{aligned}\vec{E}(x,y,z=0) = \iint_{S_0} \Big\{ & \left[G_{xx}(x,y/x_0,y_0)J_x(x_0,y_0) + G_{xy}(x,y/x_0,y_0)J_y(x_0,y_0)\right]\cdot\vec{a}_x \\ & + \left[G_{yx}(x,y/x_0,y_0)J_x(x_0,y_0) + G_{yy}(x,y/x_0,y_0)J_y(x_0,y_0)\right]\cdot\vec{a}_y \Big\} ds_0\end{aligned} \tag{46}$$

où G_{kl} dénote le champ électrique E_k à z=0 dû au dipôle électrique J_l à z_0=0 avec k, l = x, y.

La figure 6 présente la structure équivalente du problème à étudier pour le dipôle électrique dirigé selon les y. On note qu'une structure semblable existe pour le dipôle électrique dirigé selon les x. Il est connu que $\vec{E}$ et $\vec{H}$ dans une structure multicouche peuvent être considérés comme des champs hybrides résultants de la superposition des modes (transverse électrique) de la section électrique longitudinale (LSE ou TE) et la section magnétique longitudinale (LSM ou TM) [10,11]. Par conséquent, $\vec{E}$ et $\vec{H}$ peuvent être exprimés en terme d'un potentiel vecteur magnétique $\vec{A}$ et d'un potentiel vecteur électrique $\vec{F}$ comme suit :

$$\vec{E} = -\frac{1}{\varepsilon}\vec{\nabla}\times\vec{F} + \frac{1}{jw\mu\varepsilon}\vec{\nabla}\times\vec{\nabla}\times\vec{A} \tag{47}$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu}\vec{\nabla}\times\vec{A} + \frac{1}{jw\mu\varepsilon}\vec{\nabla}\times\vec{\nabla}\times\vec{F} \tag{48}$$

Puisque les régions 1 et 2 sont homogènes et libres de toute source d'excitation. Alors, nous pouvons choisir :

$$\vec{A} = \vec{0} \tag{49}$$

$$\vec{F} = \phi\vec{k} \tag{50}$$

et :

$$\vec{F} = \vec{0} \tag{51}$$

$$\vec{A} = \psi\vec{k} \tag{52}$$

qui caractérisent les modes TE et TM respectivement. Les paramètres ψ et ϕ sont les potentiels scalaires qui satisfont les équations d'onde homogènes dans les régions 1 et 2. Nous pouvons écrire donc :

$$\nabla^2\phi_i + k_i^2\phi_i = 0 \tag{53}$$

$$\nabla^2\psi_i + k_i^2\psi_i = 0 \tag{54}$$

avec :

$$k_i = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_i} \qquad i = 1, 2. \tag{55}$$

La résolution des équations (53) et (54), qui est la première étape dans le calcul des fonctions de Green, peut être obtenue par la méthode de séparation des variables et l'application des conditions aux limites sur les parois parfaitement conductrices de la cavité. Donc, en utilisant les expressions (47) et (48), les différentes composantes des champs électromagnétiques peuvent être exprimées en termes de potentiels scalaires.

Les différentes composantes de la fonction de Green dyadique, exprimée par (46), peuvent être obtenues par l'application des conditions aux limites à $z=0$. Après de longs calculs, nous pouvons exprimer ces composantes comme suit [12] :

$$G_{xx}(x,y/x_0,y_0) = \sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2e_n}{aL}\left(\frac{k_x^2}{Q_2-Q_1}+\frac{k_y^2}{P_2-P_1}\right)\frac{1}{F}\cos(k_x x_0)\sin(k_y y_0)\cos(k_x x)\sin(k_y y) \tag{56}$$

$$G_{xy}(x,y/x_0,y_0) = \sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2e_m}{aL}\left(\frac{1}{Q_2-Q_1}+\frac{1}{P_2-P_1}\right)\frac{k_y k_x}{F}\sin(k_x x_0)\cos(k_y y_0)\cos(k_x x)\sin(k_y y) \tag{57}$$

$$G_{yx}(x,y/x_0,y_0) = \sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2e_n}{aL}\left(\frac{1}{Q_2-Q_1}+\frac{1}{P_2-P_1}\right)\frac{k_y k_x}{F}\cos(k_x x_0)\sin(k_y y_0)\sin(k_x x)\cos(k_y y) \tag{58}$$

$$G_{yy}(x,y/x_0,y_0) = \sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2e_m}{aL}\left(\frac{k_y^2}{Q_2-Q_1}+\frac{k_x^2}{P_2-P_1}\right)\frac{1}{F}\sin(k_x x_0)\cos(k_y y_0)\sin(k_x x)\cos(k_y y) \tag{59}$$

avec :

$$k_x = \frac{n\pi}{L} \tag{60}$$

$$k_y = \frac{m\pi}{a} \tag{61}$$

$$k_i^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_{r_i} = k_x^2 + k_y^2 + k_{z_i}^2 \tag{62}$$

$$F = k_x^2 + k_y^2 \tag{63}$$

tel que L et a sont la longueur et la largeur de la cavité, respectivement

$$P_1 = \left(\frac{k_{z_1}}{\omega\mu_0} \right) \frac{\omega\mu_0 + jk_{z_1} Z_1^{TE} \tan(k_{z_1} d_1)}{k_{z_1} Z_1^{TE} + j\omega\mu_0 \tan(k_{z_1} d_1)} \tag{64}$$

$$Q_1 = \left(\frac{\omega\varepsilon_1}{k_{z_1}} \right) \frac{k_{z_1} + j\omega\varepsilon_1 Z_1^{TM} \tan(k_{z_1} d_1)}{\omega\varepsilon_1 Z_1^{TM} + jk_{z_1} \tan(k_{z_1} d_1)} \tag{65}$$

$$e_n = \begin{cases} 1, & n = 0 \\ 2, & n \neq 0 \end{cases} \tag{66}$$

$$e_m = \begin{cases} 1, & m = 0 \\ 2, & m \neq 0 \end{cases} \tag{67}$$

Q_2 et P_2 ont des expressions similaires à Q_1 et P_1, respectivement, avec les changements suivants :

$$\varepsilon_1 \rightarrow \varepsilon_2 \tag{68}$$

$$k_{z_1} \rightarrow k_{z_2} \tag{69}$$

$$d_1 \rightarrow d_2 \tag{70}$$

$$Z_1^{TM} \rightarrow Z_2^{TM} \tag{71}$$

$$Z_1^{TE} \rightarrow Z_2^{TE} \tag{72}$$

$$k_1 \rightarrow k_2 \tag{73}$$

Dans les expressions (64) et (65), les termes Z_i^{TE} et Z_i^{TM} (i = 1,2) sont les impédances d'entrée des modes TE et TM vues à $z=d_1$ et $z=-d_2$, respectivement. Ces impédances peuvent être calculées par l'utilisation de la théorie des lignes de transmission [13,14]. Pour cela, on remplace chaque couche diélectrique par une section d'une ligne de transmission de longueur

égale à l'épaisseur de la couche diélectrique et d'impédance caractéristique Z_{0i}^{TE} ou Z_{0i}^{TM} avec une constante de propagation k_{zi} telles que :

$$Z_{0i}^{TE} = \frac{\omega\mu_0}{k_{zi}} \tag{74}$$

$$Z_{0i}^{TM} = \frac{k_{z_i}}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_{ri}} \tag{75}$$

En mettant les équations (56) à (59) dans (46), on exprime le champ électrique en utilisant la fonction de Green dérivée à partir des équations aux potentiels mixtes (53) et (54) (Electrique et Magnétique), on obtient l'Equation Intégrale aux Potentiels Mixtes (**MPIE**, de l'anglais Mixed Potential Integral Equation) valable en tout point des surfaces conductrices S de la structures CPS.

2.2. Modélisation de la ligne CPS blindée

Nous pouvons caractériser la ligne CPS blindée et obtenir de bons résultats, comme dans le cas de la ligne ouverte, en ne tenant compte que de la composante du courant de surface selon l'axe x. Alors, la densité du courant de surface dans cette direction est exprimée par l'équation (26).

En conséquence, il ne nous reste à déterminer que la composante E_{xx} exprimée par :

$$\vec{E}_{xx}(x,y) = \iint_{S_0} G_{xx}(x,y/x_0,y_0) J_x(x_0,y_0)\vec{a}_x ds_0 \tag{76}$$

En substituant (27) et (56) dans (76) et en utilisant (29) on obtient :

$$E_{xx}(x,y) = -\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{2e_n}{a\cdot L}\left(\frac{k_x^2}{Q_2-Q_1}+\frac{k_y^2}{P_2-P_1}\right)\right.$$
$$\left.\times\frac{1}{F}\cos(k_x x)\sin(k_y y)\int_{x_0}\cos(k_x x_0)\, e^{-jk_e x_0}dx_0 . \int_{y_0}\frac{1}{w}\sin(k_y y_0)dy_0\right) \tag{77}$$

On a :

$$\int_{x_0}\cos(k_x x_0)\, e^{-jk_e x_0}dx_0 = \int_{x_0}\frac{1}{2}(e^{j(k_x-k_e)x_0} + e^{-j(k_x+k_e)x_0})dx_0 \tag{78}$$

En se basant sur l'équation (31) on peut écrire :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \cos(k_x x_0)\, e^{-jk_e x_0} dx_0 = \pi\left(\delta(k_e - k_x) + \delta(k_e + k_x)\right)$$

La fonction $F'(k_y)$, qui est l'intégrale de la distribution de courant $g(y_0)$ (supposée uniforme) dans la direction y, se calcule comme suit :

$$\begin{aligned} F'(k_y) &= \int_{y_0} \frac{1}{W} \sin(k_y y_0) dy_0 \\ &= \int_{\frac{S}{2}}^{\frac{S}{2}+W} \frac{1}{W} \sin(k_y y_0) dy_0 \\ &= \frac{1}{W k_y}\left[\cos(k_y \frac{S}{2}) - \cos(k_y (W + \frac{S}{2}))\right] \\ &= \frac{2}{W k_y} \sin(k_y \frac{W}{2}) \sin(k_y (\frac{W+S}{2})) \end{aligned} \quad (79)$$

Il en résulte :

$$E_{xx}(x,y) = \sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{2e_n}{a \cdot L}\left(\frac{k_x^2}{Q_2 - Q_1} + \frac{k_y^2}{P_2 - P_1}\right) \times \frac{\pi}{F \cdot W \cdot K_y} \cos(k_x x)\sin(k_y y).\left(\delta(k_e - k_x) + \delta(k_e + k_x)\right).\sin(k_y \frac{W}{2})\sin(k_y (\frac{W+S}{2}))\right) \quad (80)$$

Posons :

$$A'(k_x, k_y) = \frac{2e_n}{aL}\left(\frac{k_x^2}{Q_2 - Q_1} + \frac{k_y^2}{P_2 - P_1}\right) \cdot \frac{\pi}{F} \cos(k_x x)\sin(k_y y) \quad (81)$$

Donc :

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^{+\infty} A'(k_x, k_y).\left(\delta(k_e - k_x) + \delta(k_e + k_x)\right) &= \sum_{n=0}^{+\infty}\left(\frac{2e_n}{a \cdot L}\left(\frac{k_x^2}{Q_2 - Q_1} + \frac{k_y^2}{P_2 - P_1}\right) \times \frac{\pi}{F} \cos(k_x x)\sin(k_y y).\left(\delta(k_e - k_x) + \delta(k_e + k_x)\right)\right) \\ &= \frac{4}{a \cdot L}\left(\frac{k_e^2}{Q_2 - Q_1} + \frac{k_y^2}{P_2 - P_1}\right) \times \frac{\pi}{k_e^2 + k_y^2} \cos(k_e x)\sin(k_y y) \end{aligned} \quad (82)$$

En substituant (79) et (81) dans (80) et en utilisant (82) on obtient :

$$\vec{E}_{xx}(x,y) = \sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty} A'(k_x,k_y)\cdot\left(\delta(k_e-k_x)+\delta(k_e+k_x)\right)\cdot F'(k_y)$$
$$= \sum_{m=0}^{\infty} A'(k_e,k_y)\cdot F'(k_y) \quad (83)$$

La supposition que le conducteur est parfait nécessite l'annulation du champ électrique en tout point dans le ruban. Cette condition à la limite est imposée le long de la largeur du ruban, par l'intégration selon y sur la largeur W.

Enfin, nous obtenons l'équation caractéristique suivante :

$$\sum_{m=0}^{\infty} A'(k_e,k_y)\cdot F'(k_y) = 0 \quad (84)$$

La résolution des équations caractéristiques données par les expressions (35) et (84) avec la prise en compte de l'intervalle limitant la valeur optimale de la constante de propagation k_e donné à la section 1.3, permet d'extraire les paramètres caractéristiques des lignes CPS ouverte et blindée.

3. Résultats et discussion

En général, nos résultats, concernant la permittivité relative et la constante de propagation effectives, sont commentés et comparés à ceux de l'approche quasi-statique [15-17], les seuls résultats trouvés dans la littérature.

Dans tous ce qui suit, on note que tous les résultats concernent la CPS blindée de la figure 5, ou les données liées à cette géométrie avec les différents changements sont résumés dans le tableau suivant (Tab. 1).

Cavité	ε_r	W(mm)	S(mm)	h(mm)	$h_{1,2}$(mm)	a(mm)
A	2.2	0.375	0.75	0.8	4	7.125
B	10.2	0.725	0.14	0.76	4	11.75

Tab. 1. Dimensions des cavités et permittivités relatives utilisées.

Nous avons calculé la permittivité relative effective ainsi que la constante de propagation effective en fonction de la fréquence, comme les montrent les figures 7 et 8, pour deux lignes CPS, blindée (cavité A) et ouverte avec un substrat diélectrique de permittivité relative ε_r=2.2 et d'épaisseur h=0.8mm et un ruban de largeur W=0.375mm avec une fente entre les rubans S=0.75mm.

Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux obtenus par l'approche quasi-statique pour les fréquences inférieures à 40GHz. Cependant, un écart significatif apparaît au-delà cette fréquence.

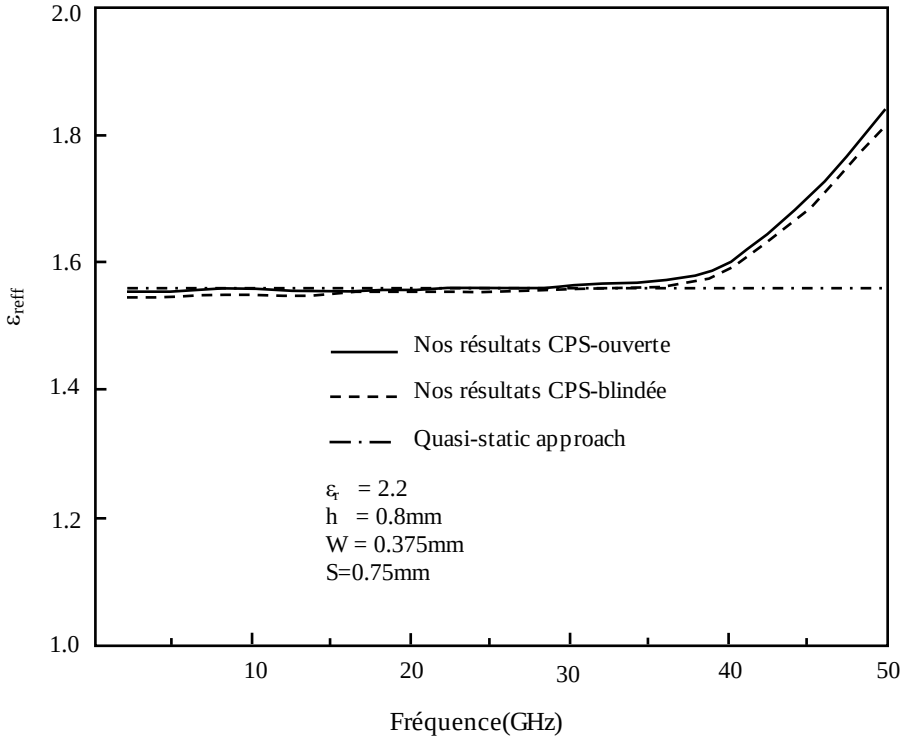


Fig. 7. Permittivité effective d'une CPS en fonction de la fréquence

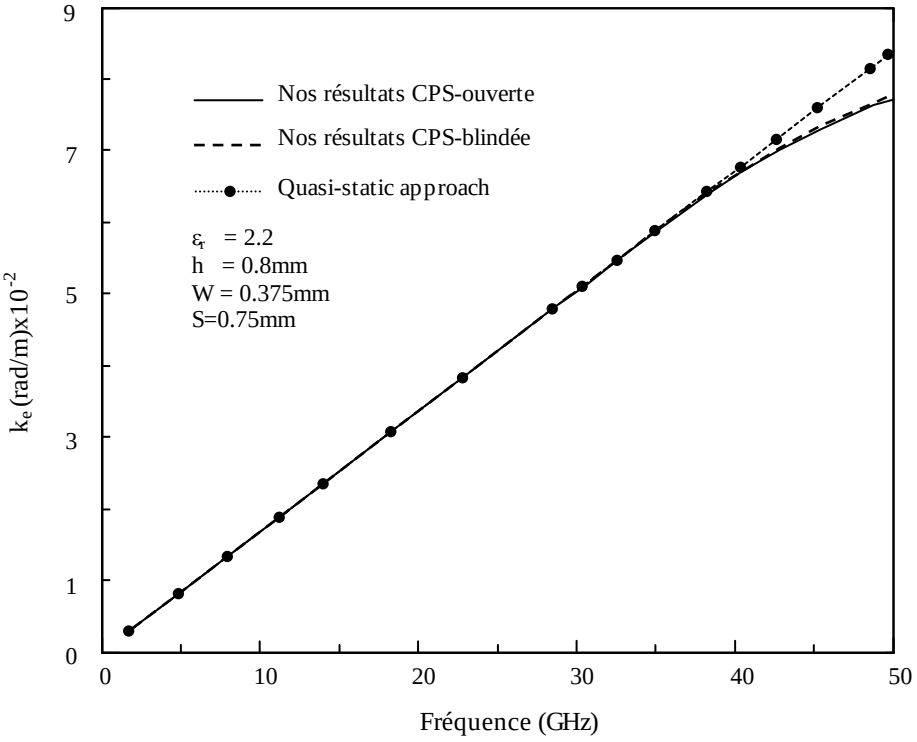


Fig. 8. Constante de propagation effective d'une ligne CPS

Nous représentons, dans les figures 9 et 10, les variations de la permittivité et la constante de propagation effectives des deux CPS, blindée (cavité B) et ouverte de paramètres : ε_r=10.2, h=0.76mm, W=0.725mm et S=0.14mm, en fonction de la fréquence.

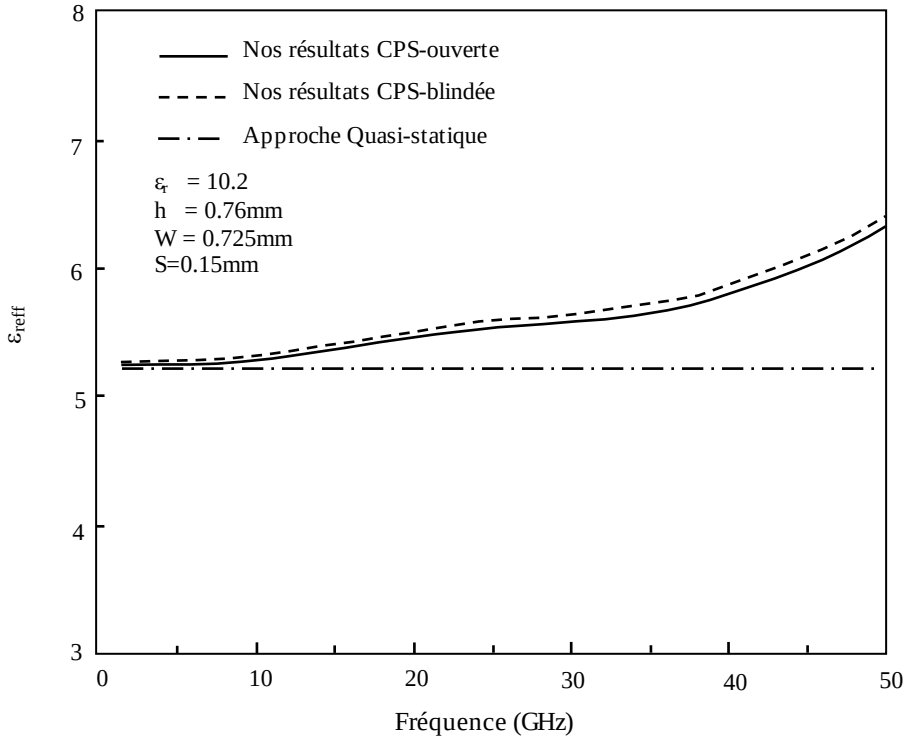


Fig. 9. Permittivité effective d'une CPS en fonction de la fréquence.

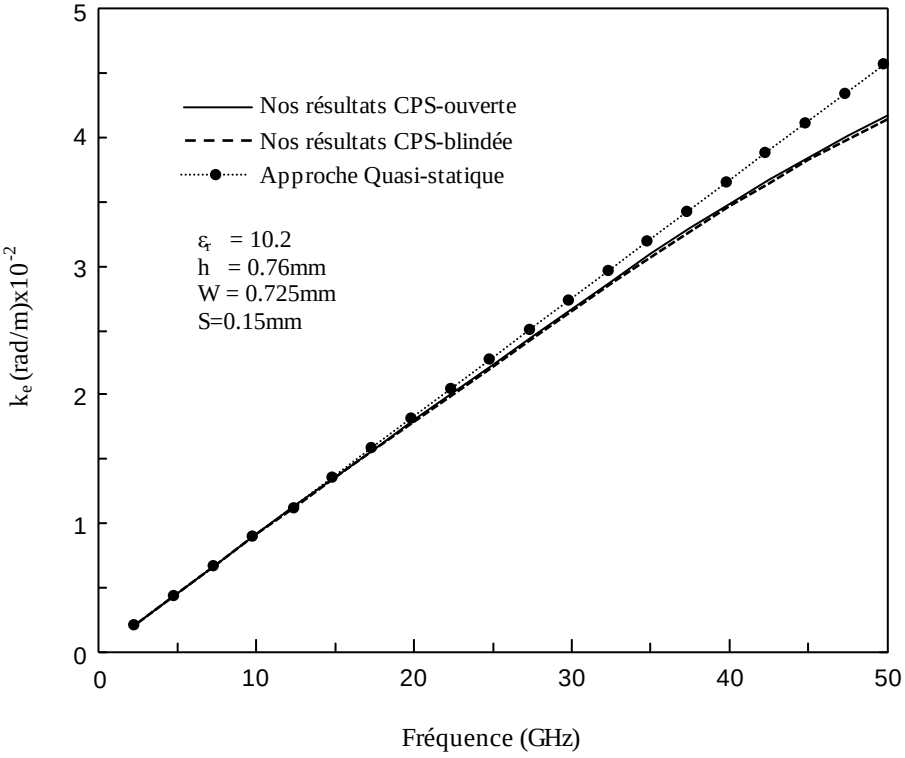


Fig. 10. Constante de propagation effective d'une ligne CPS

Les résultats obtenus sont en parfait accord avec ceux obtenus par l'approche quasi-statique pour les fréquences inférieures à 10GHz. Au-delà de cette fréquence, les deux approches s'éloignent lentement.

Dans le but de bien exposer l'effet dispersif considéré par notre modèle contrairement à l'approche quasi-statique, nous avons fait une interpolation des résultats de l'approche quasi-statique à partir de sa limite maximale de fréquence 10GHz jusqu'à 50GHz. L'écart entre nos résultats et ceux obtenus par interpolation (fig. 7 à 10) observé à partir de f=35GHz pour une CPS de diélectrique de $\varepsilon_r = 2.2$ montre clairement l'effet dispersif précité. La même constatation a été obtenue pour une autre CPS à forte permittivité $\varepsilon_r = 10.2$ mais cette fois-ci à partir de f=9GHz.

D'un autre côté, on remarque une distorsion inférieure à 15% entre nos résultats des structures blindée et ouverte. Cette distorsion est essentiellement due aux effets parasites du blindage (couplage destructif, fading, …).

4. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons proposé un nouveau modèle théorique pour la caractérisation de la ligne CPS monocouche ouverte et blindée. Les fonctions de Green dyadiques exactes bidimensionnelles d'un diélectrique de base métallique et d'une ligne blindée ont été employées avec la technique de Galerkin, avec la prise en compte, seulement, de la composante longitudinale du courant de surface selon l'axe x. Nos résultats de la constante de propagation et la permittivité effectives, en fonction de la fréquence, sont en bonne concordance avec ceux obtenus par l'approche quasi-statique, surtout pour les basses fréquences.

Comme perspective, une fonction tridimensionnelle de Green d'un diélectrique multicouche peut être utilisée pour étudier des structures multicouches ouvertes et blindées avec pertes.

Références

[1] P. B .Katehi, and N. G. Alexopoulaos; "Frequency-Dependent Characteristics of Microstrip Discontinuities in Millmeter-Wave Integrated Circuits", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques,* Vol. 33, No. 10, Oct. 1985, pp. 1029-1035.

[2] E. H. Newman and P. Tulyathan; "Analysis of Microstrip Antennas Using Moment Method", *IEEE Trans. Antennas and Propagation,* Vol. 29, No. 1, Jan. 1981, pp. 47-53.

[3] D. M. Pozar; and E. H. Newman; "Analysis of Monopole Mounted Near or at the Edge of a Half-Plane", *IEEE Trans. Antennas and Propagation,* Vol. 29, No. 3, May 1981, pp. 488-495.

[4] D. M. Pozar; "Input Impedance and Mutual Coupling of rectangular Microstrip Antennas", *IEEE Trans. Antennas and Propagation,* Vol. 30, No. 6, Nov. 1982, pp. 1191-1197.

[5] R. E. Collin, *Field Theory of Guided Waves*, Artech House, Inc. 1961.

[6] S. Laib et al. " A generalized CAD model for the full-wave modeling of Coplanar striplines discontinuities", *Int. Journal of Numerical Modelling*, Vol. 25, No. 1, Jan. 2012, pp. 82-95.

[7] A. Mayouf, F. Mayouf, F. Djahli, "A generalized CAD model for the full-wave modelling of microstrip line and its regular and irregular discontinuities", *Int. Journal of Numerical Modelling*, Vol. 19, No. 4, 2006, pp. 365-390.

[8] A. Sommerfeld, *Partial Differential Equations of Physics*, New York : Academic, 1949.

[9] N. K. Uzunoglu, N. G. Alexopoulos, and J. G. Fikioris, "Radiation properties of microstrip dipoles", *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. 27, No. 6, Nov. 1979, pp. 853-858.

[10] R. F. Harrington, "Time-Harmonic Electromagnetic Fields", *New York: McGraw Hill*, 1961.

[11] C. A. Balanis, *"Advanced Engineering Electromagnetics"*, John Wiley, 1989.

[12] N. Dib, M. Khodier, A. Omar, "Characterization of shielded coplanar stripline (CPS) discontinuities by space domain integral equation technique", *Int. Journal of Electronics,* Vol. 86, No. 12, Dec. 1999, pp. 1493–1512.

[13] T. E. Van Deventer, P. B. Katehi and A. C. Canggellaris, "An Integral Equation Method For The Evaluation of Conductor and Dielectric Losses in High Frequency Interconnects", *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques,* Vol. 37, No. 12 Dec. 1989, pp. 1964-1971.

[14] A. K. Bhattacharyya, *"Electromagnetic Fields in Multilayerd Structures: Theory and Applications"*, Artech house, 1994.

[15] K. C. Gupta, R. Garg, and I. J. Bahl; *"Microstrip Lines and Slotlines"*, Artech House, inc. 2nd ed. 1996. ch. 7 on "Coplanar Lines", pp. 375-456.

[16] W. J. Getsinger, "End-effects in quasi-TEM transmission lines," *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 41, No. 4, Apr. 1993, pp. 666-672.

[17] J.L. Narayana, K.S. R Krishna and L. P Reddy, "ANN Models for Coplanar Strip Line Analysis and Synthesis". *Proceedings of the AMTA- IEEE International conference "Microwave-2008"*, Jaipur, Nov. 21-24, 2008, pp. 682-685.

[18] R. N. Simons, N. I. Dib and L. P. B. Katehi, "Modeling of coplanar stripline discontinuities", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 44, No. 5, May. 1996, pp. 711-716.

Chapitre 4

Modélisation des discontinuités de la ligne CPS par l'approche Full-wave

Modélisation des discontinuités de la ligne CPS par l'approche Full-wave

Introduction

Le développement du modèle de caractérisation de la ligne CPS (ouverte et blindée) proposé dans le chapitre 3, permet la modélisation de différentes discontinuités de la ligne CPS par la formulation des équations intégrales à leurs voisinages ainsi que le développement de la densité de courant de surface (inconnue) en termes de fonctions de bases connues et l'application de la technique de Galerkin. Cette modélisation mène finalement à l'extraction des paramètres caractéristiques des différentes discontinuités en fonction de la fréquence et les paramètres géométriques et électriques des structures CPS.

Dans ce chapitre, nous modélisons deux types de discontinuités de la ligne CPS : régulières (circuit ouvert, court-circuit, gap série, gap série symétrique et le résonateur) et irrégulières (la fente transversale étroite "spur slot" et le ruban transversal étroit "spur strip"). Pour analyser ces discontinuités, nous développons un modèle théorique original. Dans ce modèle, basé sur l'approche Full-wave et la fonction de Green dyadique exacte bidimensionnelle, la discontinuité est considérée comme un réseau de cellules unitaires juxtaposées. Chaque cellule est caractérisée par ses propres distributions longitudinales et transversales du courant. Cette modélisation nous permet de traiter une large classe de discontinuités irrégulières en plus des discontinuités régulières. Une fois les distributions du courant obtenues, nous appliquons la théorie des lignes de transmission pour extraire les paramètres de dispersion du réseau.

Les résultats de validation obtenus concernent les coefficients de réflexion et de transmission ainsi que les réactances de quelques discontinuités en fonction des caractéristiques géométriques et électriques et de la fréquence. La qualité de ces résultats, comparés à ceux des autres approches et aux mesures, prouve la puissance et la précision du modèle développé.

1. Modélisation des discontinuités

La modélisation de la discontinuité, par notre approche, nécessite la formulation des équations intégrales à son voisinage, le développement de la densité de courant de surface

(inconnue) et l'application de la technique de Galerkin. Le choix des fonctions de base est très important pour obtenir une bonne convergence dans un temps record.

Dans ce modèle, basé sur l'approche Full-wave [1,2] et les deux fonctions de Green exactes (l'une pour les lignes ouvertes et l'autre pour les lignes blindées) [3-6], nous considérons les deux composantes transversale et longitudinale du courant de surface, équations (24) et (44) du chapitre3. De ce fait, quatre des composantes de chaque fonction de Green sont prises en compte et sont données par les équations (18) et (56) à (59) du chapitre 3 [6-14].

Afin d'obtenir de bons résultats avec une grande précision et une convergence rapide, en considérant l'effet de bord (Edge Behavior), nous choisissons des fonctions de base et de test (pour la technique de Galerkin) de formes piecewises rectangulaire et sinusoïdale pour le développement des composantes transversale et longitudinale de la densité du courant de surface respectivement.

1.1. Ligne CPS ouverte

Nous développons la densité du courant de surface donnée par l'équation (24) du chapitre 3 comme suit :

$$\vec{J}_s(x_0,y_0) = J_x(x_0,y_0)\vec{a}_x + J_y(x_0,y_0)\vec{a}_y = f(x_0)g(y_0)\vec{a}_x + g(x_0)f(y_0)\vec{a}_y \qquad (1)$$

avec :

$$\begin{cases} f(x_0) = \sum_{p=1}^{N_1} I_p f_p(x_0) \\ g(y_0) = \sum_{q=1}^{N_2} I_q g_q(y_0) \end{cases} \qquad (2)$$

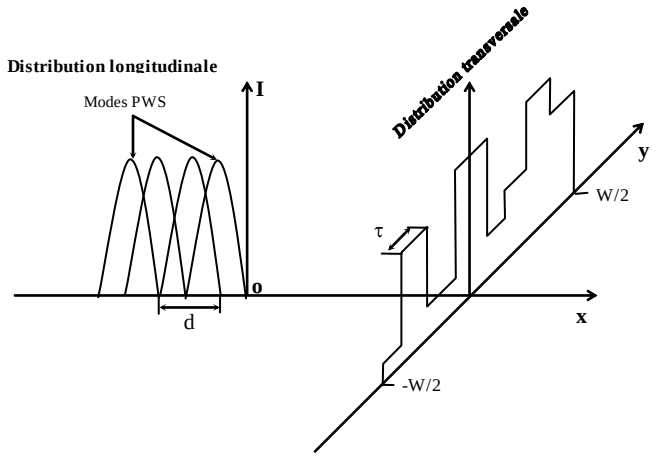
$$\begin{cases} f_p(x_0) = \dfrac{\sin k_e(d - |x_0 - x_p|)}{\sin k_e d} & |x_0 - x_p| < d \quad \& \quad 1 \le p \le N_1 \\ g_q(y_0) = P_{\tau/2}(y_0 - y_q - \tau/2) & |y_0| < W/2 \quad \& \quad 1 \le q \le N_2 \end{cases} \qquad (3)$$

$$P_{\tau/2}(x) = \begin{cases} 1 & \text{pour} \quad -\tau/2 \le x \le \tau/2 \\ 0 & \text{autrement} \end{cases} \qquad (4)$$

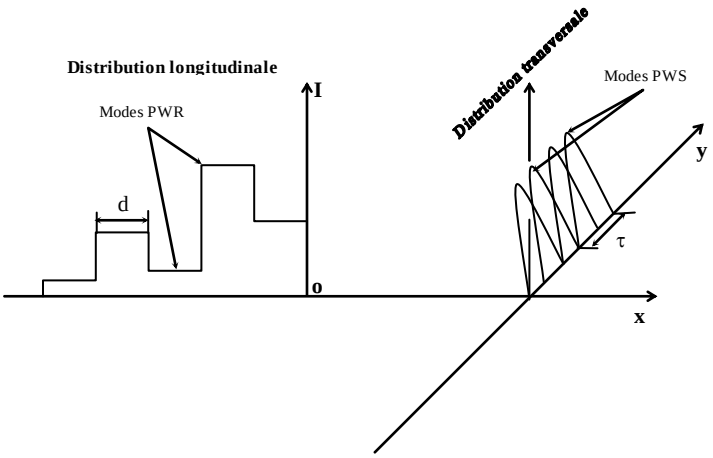
En substituant (2) et (3) dans (1), nous obtenons :

$$\vec{J}_s(x_0,y_0) = \sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2} I_{x,pq} f_p(x_0) g_q(y_0)\vec{a}_x + \sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2} I_{y,pq} g_p(x_0) f_q(y_0)\vec{a}_y \qquad (5)$$

où $I_{x,pq}$ et $I_{y,pq}$ sont les coefficients inconnus de développement, d la demi-longueur d'onde du mode PWS avec x_p= pd pour p =1, 2, 3, …, N_1 et τ la demi-longueur d'onde du mode PWR avec y_q= qτ et q=1, 2, 3, …, N_2. Une représentation des différents modes au voisinage de la discontinuité est donnée par la figure 1.



(a) La composante J_x.



(b) La composante J_y.

Fig. 1. Représentation des distributions du courant de surface.

Afin de simplifier la formulation nous introduisons les composantes $E_x(x,y)$ et $E_y(x,y)$ dans l'équation (25) du chapitre 3 comme suit :

$$\begin{cases} E_x(x,y) = \int_{y_0}\int_{x_0}\int_{-\infty}^{+\infty}\int \left(A(k_x,k_y)J_x(x_0,y_0) - B(k_x,k_y)J_y(x_0,y_0)\right)e^{jk_x(x-x_0)+jk_y(y-y_0)}dk_x dk_y dx_0 dy_0 \\ E_y(x,y) = -\int_{y_0}\int_{x_0}\int_{-\infty}^{+\infty}\int \left(B(k_x,k_y)J_x(x_0,y_0) - C(k_x,k_y)J_y(x_0,y_0)\right)e^{jk_x(x-x_0)+jk_y(y-y_0)}dk_x dk_y dx_0 dy_0 \end{cases} \quad (6)$$

où $A(k_x,k_y)$, $B(k_x,k_y)$ et $C(k_x,k_y)$ sont exprimés par :

$$A(k_x,k_y)=\frac{j\omega\mu}{4\pi^2k_0^2}\cdot\frac{(\varepsilon_r k_0^2-k_x^2)k_2\cos k_1h-k_1(k_0^2-k_x^2)\sin k_1h}{T_eT_m}\sin k_1h \qquad (7)$$

$$B(k_x,k_y)=\frac{j\omega\mu}{4\pi^2k_0^2}\frac{(k_2\cos k_1h-k_1\sin k_1h)}{T_eT_m}k_xk_y\sin k_1h \qquad (8)$$

$$C(k_x,k_y)=\frac{k_2(\varepsilon_r k_0^2-k_y^2)\cos k_1h-k_1(k_0^2-k_y^2)\sin k_1h}{T_eT_m}\sin k_1h \qquad (9)$$

La substitution de (5) dans (6.a) conduit à :

$$E_x(x,y)=\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{y_0}\int_{x_0}\left\{A(k_x,k_y)\sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2}I_{x,pq}\frac{\sin k_e(d-|x_0-x_p|)}{\sin k_ed}P_{\tau/2}(y_0-y_q-\tau/2)\right.$$
$$\left.-B(k_x,k_y)\sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2}I_{y,pq}P_{d/2}(x_0-x_p-d/2)\frac{\sin k_e(\tau-|y_0-y_q|)}{\sin k_e\tau}\right\}e^{jk_x(x-x_0)+jk_y(y-y_0)}dk_xdk_ydx_0dy_0 \qquad (10)$$

Posons :

$$I_1=\int_{x_0}\left\{A(k_x,k_y)\sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2}I_{x,pq}\frac{\sin k_e(d-|x_0-x_p|)}{\sin k_ed}P_{\tau/2}(y_0-y_q-\tau/2)\right.$$
$$\left.-B(k_x,k_y)\sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2}I_{y,pq}P_{d/2}(x_0-x_p-d/2)\frac{\sin k_e(\tau-|y_0-y_q|)}{\sin k_e\tau}\right\}e^{-jk_xx_0}dx_0 \qquad (11)$$

Le calcul de I_1 se fait comme suit :

$$I_1=A(k_x,k_y)\sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2}I_{x,pq}P_{\tau/2}(y_0-y_q-\tau/2)\left\{\int_{(p-1)d}^{pd}\frac{\sin k_e(x_0-(p-1)d)}{\sin k_ed}e^{-jk_xx_0}dx_0\right.$$
$$\left.-\int_{pd}^{(p+1)d}\frac{\sin k_e(x_0-(p+1)d)}{\sin k_ed}e^{-jk_xx_0}dx_0\right\}$$
$$-B(k_x,k_y)\sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2}I_{y,pq}\frac{\sin k_e(\tau-|y_0-y_q|)}{\sin k_e\tau}\int_{pd}^{(p+1)d}P_{d/2}(x_0-(p+1/2)d)e^{-jk_xx_0}dx_0 \qquad (12)$$

Le calcul de ces trois dernières intégrales nous fournit :

$$I_1=A(k_x,k_y)\sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2}I_{x,pq}P_{\tau/2}(y_0-y_q-\tau/2)\left(\frac{2k_ee^{-jk_xpd}}{(k_x^2-k_e^2)\sin k_ed}\left(\cos k_ed-\cos k_xd\right)\right)$$
$$-B(k_x,k_y)\sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2}I_{y,pq}\frac{\sin k_e(\tau-|y_0-y_q|)}{\sin k_e\tau}de^{-jk_x(p+1/2)d}\sin c(k_xd/2) \qquad (13)$$

Nous pouvons aussi intégrer, analytiquement, l'expression de $E_x(x,y)$ selon y_0 :

$$E_x(x,y)=\sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\left\{I_{x,pq}A(k_x,k_y)\left(\frac{2k_e e^{-jk_x pd}}{(k_x^2-k_e^2)\sin k_e d}\left(\cos k_e d-\cos k_x d\right)\right)\right.$$
$$\times\int_{q\tau}^{(q+1)\tau}P_{\tau/2}(y_0-(q+1/2)\tau)e^{-jk_y y_0}dy_0$$
$$-I_{y,pq}B(k_x,k_y)de^{-jk_x(p+1/2)d}\sin c(k_x d/2)\left(\int_{(p-1)\tau}^{p\tau}\frac{\sin k_e(y_0-(p-1)\tau)}{\sin k_e\tau}e^{-jk_y y_0}dy_0\right.$$
$$\left.\left.-\int_{p\tau}^{(p+1)\tau}\frac{\sin k_e(y_0-(p+1)\tau)}{\sin k_e\tau}e^{-jk_y y_0}dy_0\right)\right\}e^{jk_x x+jk_y y}dk_x dk_y \qquad (14)$$

Le calcul des intégrales nous permet d'écrire :

$$E_x(x,y)=\sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\left\{I_{x,pq}A(k_x,k_y)\left(\frac{2k_e e^{-jk_x pd}}{(k_x^2-k_e^2)\sin k_e d}\left(\cos k_e d-\cos k_x d\right)\right)\right.$$
$$\times\tau e^{-jk_y(q+1/2)\tau}\sin c(k_y\tau/2)-I_{y,pq}B(k_x,k_y)de^{-jk_x(p+1/2)d}\sin c(k_x d/2)$$
$$\left.\times\left(\frac{2k_e e^{-jk_y q\tau}}{(k_y^2-k_e^2)\sin k_e\tau}\left(\cos k_e\tau-\cos k_y\tau\right)\right)\right\}e^{jk_x x+jk_y y}dk_x dk_y \qquad (15)$$

En se basant sur la formulation (6), nous remarquons que la seule différence entre les deux composantes du champ électrique réside dans les termes $A(k_x,k_y)$, $B(k_x,k_y)$ et $C(k_x,k_y)$. Alors, nous pouvons directement extraire $E_y(x,y)$ de l'expression (15) comme suit :

$$E_y(x,y)=-\sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\left\{I_{x,pq}B(k_x,k_y)\left(\frac{2k_e e^{-jk_x pd}}{(k_x^2-k_e^2)\sin k_e d}\left(\cos k_e d-\cos k_x d\right)\right)\right.$$
$$\times\tau e^{-jk_y(q+1/2)\tau}\sin c(k_y\tau/2)-I_{y,pq}C(k_x,k_y)de^{-jk_x(p+1/2)d}\sin c(k_x d/2)$$
$$\left.\times\left(\frac{2k_e e^{-jk_y q\tau}}{(k_y^2-k_e^2)\sin k_e\tau}\left(\cos k_e\tau-\cos k_y\tau\right)\right)\right\}e^{jk_x x+jk_y y}dk_x dk_y \qquad (16)$$

Posons :

$$D_1(k_x,k_y)=\sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2} I_{x,pq}\left(\frac{2k_e e^{-jk_x pd}}{(k_x^2-k_e^2)\sin k_e d}\left(\cos k_e d-\cos k_x d\right)\right)\tau e^{-jk_y(q+1/2)\tau}\sin c(k_y\tau/2) \quad (17)$$

$$D_2(k_x,k_y)=\sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2} I_{y,pq}\left(\frac{2k_e e^{-jk_y q\tau}}{(k_y^2-k_e^2)\sin k_e \tau}\left(\cos k_e \tau-\cos k_y \tau\right)\right)d e^{-jk_x(p+1/2)d}\sin c(k_x d/2) \quad (18)$$

La résolution du système d'équations intégrales (15) et (16), par la technique de Galerkin, exige sa multiplication par des fonctions de test ayant la même forme que celle des fonctions de base. Alors :

$$\begin{cases}\displaystyle\int_y\int_x E_x(x,y)f(x)g(y)dxdy=\int_{-\infty}^{+\infty}\int\left(AD_1-BD_2\right)\int_y\int_x f(x)g(y)e^{jk_x x+jk_y y}dxdy\,dk_x dk_y\\ \displaystyle\int_y\int_x E_y(x,y)f(y)g(x)dxdy=-\int_{-\infty}^{+\infty}\int\left(BD_1-CD_2\right)\int_y\int_x f(y)g(x)e^{jk_x x+jk_y y}dxdy\,dk_x dk_y\end{cases} \quad (19)$$

Posons :

$$V_{x,rs}=\int_y\int_x E_x(x,y)f_r(x)g_s(y)dxdy \quad (20)$$

$$V_{y,rs}=\int_y\int_x E_y(x,y)f_r(y)g_s(x)dxdy \quad (21)$$

$$I_1=\sum_{s=1}^{N_2}\sum_{r=1}^{N_1}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\left(AD_1-BD_2\right)\int_{s\tau}^{(s+1)\tau}e^{jk_y y}dy\int_{(r-1)d}^{(r+1)d}\frac{\sin k_e(d-|x-rd|)}{\sin k_e d}e^{jk_x x}dxdk_x dk_y \quad (22)$$

$$I_2=\sum_{s=1}^{N_2}\sum_{r=1}^{N_1}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\left(BD_1-CD_2\right)\int_{sd}^{(s+1)d}e^{jk_x x}dx\int_{(r-1)\tau}^{(r+1)\tau}\frac{\sin k_e(\tau-|y-r\tau|)}{\sin k_e\tau}e^{jk_y y}dy\,dk_x dk_y \quad (23)$$

En se basant sur (13) et (15), l'intégration selon x et y donne :

$$I_1=\sum_{s=1}^{N_2}\sum_{r=1}^{N_1}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\left(AD_1-BD_2\right)\tau e^{jk_y(s+1/2)\tau}\sin c(k_y\tau/2)\left(\frac{2k_e e^{jk_x rd}}{(k_x^2-k_e^2)\sin k_e d}\left(\cos k_e d-\cos k_x d\right)\right)dk_x dk_y \quad (24)$$

$$I_2=\sum_{s=1}^{N_2}\sum_{r=1}^{N_1}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\left(BD_1-CD_2\right)d e^{jk_x(s+1/2)d}\sin c(k_x d/2)\left(\frac{2k_e e^{jk_y r\tau}}{(k_y^2-k_e^2)\sin k_e\tau}\left(\cos k_e\tau-\cos k_y\tau\right)\right)dk_x dk_y \quad (25)$$

Nous obtenons enfin notre formulation finale du système caractéristique de la discontinuité :

$$\sum_{s=1}^{N_2}\sum_{r=1}^{N_1} V_{x,rs} = \sum_{s=1}^{N_2}\sum_{r=1}^{N_1}\int_y\int_x E_x(x,y) f_r(x) g_s(y)\,dxdy =$$

$$\sum_{s=1}^{N_2}\sum_{r=1}^{N_1}\sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int \left\{ I_{x,pq} A(k_x,k_y)\left(\frac{2k_e e^{-jk_x pd}}{(k_x^2-k_e^2)\sin k_e d}\left(\cos k_e d - \cos k_x d\right)\right)\right.$$

$$\times \tau e^{-jk_y(q+1/2)\tau}\,\mathrm{sinc}(k_y\tau/2) - I_{y,pq} B(k_x,k_y) d e^{-jk_x(p+1/2)d}\,\mathrm{sinc}(k_x d/2)$$

$$\left.\times\left(\frac{2k_e e^{-jk_y q\tau}}{(k_y^2-k_e^2)\sin k_e\tau}\left(\cos k_e\tau - \cos k_y\tau\right)\right)\right\}$$

$$\times \tau e^{jk_y(s+1/2)\tau}\,\mathrm{sinc}(k_y\tau/2)\left(\frac{2k_e e^{jk_x rd}}{(k_x^2-k_e^2)\sin k_e d}\left(\cos k_e d - \cos k_x d\right)\right)dk_x dk_y \quad (26)$$

$$\sum_{s=1}^{N_2}\sum_{r=1}^{N_1} V_{y,rs} = \sum_{s=1}^{N_3}\sum_{r=1}^{N_1}\int_y\int_x E_y(x,y) f_r(y) g_s(x)\,dxdy =$$

$$-\sum_{s=1}^{N_2}\sum_{r=1}^{N_1}\sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int \left\{ I_{x,pq} B(k_x,k_y)\left(\frac{2k_e e^{-jk_x pd}}{(k_x^2-k_e^2)\sin k_e d}\left(\cos k_e d - \cos k_x d\right)\right)\right.$$

$$\times \tau e^{-jk_y(q+1/2)\tau}\,\mathrm{sinc}(k_y\tau/2) - I_{y,pq} C(k_x,k_y) d e^{-jk_x(p+1/2)d}\,\mathrm{sinc}(k_x d/2)$$

$$\left.\times\left(\frac{2k_e e^{-jk_y q\tau}}{(k_y^2-k_e^2)\sin k_e\tau}\left(\cos k_e\tau - \cos k_y\tau\right)\right)\right\}$$

$$d e^{jk_x(s+1/2)d}\,\mathrm{sinc}(k_x d/2)\left(\frac{2k_e e^{jk_y r\tau}}{(k_y^2-k_e^2)\sin k_e\tau}\left(\cos k_e\tau - \cos k_y\tau\right)\right)dk_x dk_y \quad (27)$$

1.1.1. Formulation matricielle

Nous pouvons réécrire les équations intégrales (26) et (27) sous une forme matricielle en définissant ses éléments comme suit :

$$Z_{pq,rs}^{xx} = \int_{-\infty}^{+\infty}\int A(k_x,k_y)\left(\frac{2k_e}{(k_x^2-k_e^2)\sin k_e d}\left(\cos k_e d - \cos k_x d\right)\tau\,\mathrm{sinc}(k_y\tau/2)\right)^2 e^{jk_x(r-p)d + jk_y(s-q)\tau}dk_x dk_y \quad (28)$$

$$Z_{pq,rs}^{xy} = -\int_{-\infty}^{+\infty}\int B(k_x,k_y) d\,\mathrm{sinc}(k_x d/2)\tau\,\mathrm{sinc}(k_y\tau/2)\left(\frac{2k_e}{(k_y^2-k_e^2)\sin k_e\tau}\left(\cos k_e\tau - \cos k_y\tau\right)\right)$$

$$\times\left(\frac{2k_e}{(k_x^2-k_e^2)\sin k_e d}\left(\cos k_e d - \cos k_x d\right)\right)e^{jk_x(r-p-1/2)d + jk_y(s-q+1/2)\tau}dk_x dk_y \quad (29)$$

$$Z_{pq,rs}^{yx} = -\int_{-\infty}^{+\infty}\int B(k_x,k_y)d\sin c(k_x d/2)\tau\sin c(k_y\tau/2)\left(\frac{2k_e}{(k_y^2-k_e^2)\sin k_e\tau}\left(\cos k_e\tau-\cos k_y\tau\right)\right)$$
$$\times\left(\frac{2k_e}{(k_x^2-k_e^2)\sin k_e d}\left(\cos k_e d-\cos k_x d\right)\right)e^{jk_x(s-p+1/2)d+jk_y(r-q-1/2)\tau}dk_x dk_y \quad (30)$$

$$Z_{pq,rs}^{yy} = \int_{-\infty}^{+\infty}\int C(k_x,k_y)\left(\frac{2k_e}{(k_y^2-k_e^2)\sin k_e\tau}\left(\cos k_e\tau-\cos k_y\tau\right)d\sin c(k_x d/2)\right)^2 e^{jk_x(s-p)d+jk_y(r-q)\tau}dk_x dk_y \quad (31)$$

En utilisant les définitions (28)-(31), nous obtenons :

$$\begin{cases}\sum_{r=1}^{N_1}\sum_{s=1}^{N_2}V_{x,rs}-\sum_{r=1}^{N_1}\sum_{s=1}^{N_2}\sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2}\left(Z_{pq,rs}^{xx}I_{x,pq}+Z_{pq,rs}^{xy}I_{y,pq}\right)=0\\ \sum_{r=1}^{N_1}\sum_{s=1}^{N_2}V_{y,rs}-\sum_{r=1}^{N_1}\sum_{s=1}^{N_2}\sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2}\left(Z_{pq,rs}^{yx}I_{x,pq}+Z_{pq,rs}^{yy}I_{y,pq}\right)=0\end{cases} \quad (32)$$

Nous pouvons écrire le système d'équations (32), sous une forme matricielle assez simple comme suit :

$$\begin{pmatrix}[Z^{xx}] & [Z^{xy}]\\ [Z^{yx}] & [Z^{yy}]\end{pmatrix}\cdot\begin{pmatrix}[I_x]\\ [I_y]\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}[V_x]\\ [V_y]\end{pmatrix} \quad (33)$$

Afin d'extraire les paramètres S_{ij}, nous excitons systématiquement la discontinuité au niveau de tous les ports par des impulsions des générateurs gaps. En supposant que le champ excité par la ligne source est monomode, les formes des courants, juste après la ligne source, sont des ondes stationnaires planes presque-TEM. Nous pouvons, donc, exploiter la théorie des lignes de transmission pour extraire les paramètres de dispersion d'un réseau en se basant sur les échantillons des ondes stationnaires sur les lignes sources. La présence du gap est schématisée par le vecteur d'excitation, tel que :

$$V_{x,rs}=\begin{cases}1 & \text{pour} \quad x_r=x_g\\ 0 & \text{ailleurs}\end{cases} \quad (34)$$

$$V_{y,rs}=\begin{cases}1 & \text{pour} \quad y_s=x_g\\ 0 & \text{ailleurs}\end{cases} \quad (35)$$

1.2. Ligne CPS blindée

Comme dans le cas d'une CPS ouverte, nous effectuons la résolution de l'équation intégrale, exprimée par la relation (43) du chapitre 3, par la méthode des moments pour la distribution du courant $\vec{J}(r_0)$.

Afin d'appliquer la méthode des moments, nous développons la densité du courant de surface inconnue en termes de fonctions de base connues comme suit :

$$\vec{J}(r)=\left[\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{N}I_{x,ij}f_i(x)g_j(y)\right]\vec{a}_x+\left[\sum_{k=1}^{N}\sum_{l=1}^{N}I_{y,kl}f_k(y)g_l(x)\right]\vec{a}_y \tag{36}$$

avec $I_{x,ij}$ et $I_{y,kl}$ sont les amplitudes inconnues des composantes de la densité du courant dirigées selon x et y respectivement. Les fonctions de base $f_i(x_0)$ et $g_j(y_0)$ ont été choisies de formes piecewises sinusoïdale et rectangulaire respectivement exprimées par :

$$f_i(x_0)=\begin{cases}\dfrac{\sin[k_e(x_0-x_{i-1})]}{\sin(k_e l_{x_i})}, & \text{pour} \quad x_{i-1}\le x_0\le x_i\\ \dfrac{\sin[k_e(x_{i+1}-x_0)]}{\sin(k_e l_{x_{i+1}})}, & \text{pour} \quad x_i\le x_0\le x_{i+1}\\ 0 & \text{ailleurs}\end{cases} \tag{37}$$

$$g_j(y_0)=\begin{cases}1, & y_{j-1}\le y_0\le y_j\\ 0, & \text{ailleurs}\end{cases} \tag{38}$$

où $l_{x_n}=x_n-x_{n-1}$, $l_{y_n}=y_n-y_{n-1}$ et k_e est la constante de propagation effective que nous avons choisie comme constante de propagation dans la couche diélectrique de plus grande permittivité [2,3].

Alors, la substitution de la densité du courant de surface dans le système des équations intégrales du champ électrique exprimée par (46) (chapitre 3), nous permet de le réécrire comme suit :

$$\vec{E}(x,y,z=0)=\iint_{S_0}\Big\{\left[G_{xx}(x,y/x_0,y_0)J_x(x_0,y_0)+G_{xy}(x,y/x_0,y_0)J_y(x_0,y_0)\right]\cdot\vec{a}_x + \left[G_{yx}(x,y/x_0,y_0)J_x(x_0,y_0)+G_{yy}(x,y/x_0,y_0)J_y(x_0,y_0)\right]\cdot\vec{a}_y\Big\}ds_0 \tag{39}$$

L'application de la procédure bidimensionnelle de Galerkin pour la résolution du système d'équations intégrales (39), nous permet d'écrire :

$$\sum_{o=1}^{N}\sum_{p=1}^{N}\int_y\int_x E_x f_o(x)g_p(y)dxdy = \int_y\int_x \sum_{o=1}^{N}\sum_{p=1}^{N}\int_{y_0}\int_{x_0}\left\{\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{N} I_{x,ij}G_{xx}(x,y/x_0,y_0)f_i(x_0)g_j(y_0) + \sum_{k=1}^{N}\sum_{l=1}^{N} I_{y,kl}G_{xy}(x,y/x_0,y_0)f_k(y_0)g_l(x_0)\right\}f_o(x)g_p(y)dx_0dy_0dxdy \quad (40)$$

$$\sum_{q=1}^{N}\sum_{r=1}^{N}\int_y\int_x E_y f_q(y)g_r(x)dxdy = \int_y\int_x \sum_{q=1}^{N}\sum_{r=1}^{N}\int_{y_0}\int_{x_0}\left\{\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{N} I_{x,ij}G_{yx}(x,y/x_0,y_0)f_i(x_0)g_j(y_0) + \sum_{k=1}^{N}\sum_{l=1}^{N} I_{y,kl}G_{yy}(x,y/x_0,y_0)f_k(y_0)g_l(x_0)\right\}f_q(y)g_r(x)dx_0dy_0dxdy \quad (41)$$

Posons :

$$V_x(o,p) = \int_y\int_x E_x(x,y)f_o(x)g_p(y)dxdy \quad (42)$$

$$V_y(q,r) = \int_y\int_x E_y(x,y)f_q(y)g_r(x)dxdy \quad (43)$$

Dans ce travail, l'excitation est modélisée par des sources de tension idéales (générateurs de tension qui fournissent des impulsions de Dirac) localisées à des sections spécifiées. Par conséquent, le vecteur d'excitation $V_\zeta(i,j)$ a des zéros partout sauf aux positions des sources de tension.

1.2.1. Formulation matricielle

Afin d'écrire le système d'équations (40) et (41) sous forme matricielle assez simple, nous posons :

$$Z_{xx}(i,j/o,p) = \int_y\int_x\int_{y_0}\int_{x_0} G_{xx}(x,y/x_0,y_0)f_i(x_0)f_o(x)g_j(y_0)g_p(y)dx_0dy_0dxdy \quad (44)$$

$$Z_{xy}(k,l/o,p) = \int_y\int_x\int_{y_0}\int_{x_0} G_{xy}(x,y/x_0,y_0)f_k(y_0)f_o(x)g_l(x_0)g_p(y)dx_0dy_0dxdy \quad (45)$$

$$Z_{yx}(i,j/q,r) = \int_y\int_x\int_{y_0}\int_{x_0} G_{yx}(x,y/x_0,y_0)f_i(x_0)f_q(y)g_j(y_0)g_r(x)dx_0dy_0dxdy \quad (46)$$

$$Z_{yy}(k,l/q,r) = \int_y\int_x\int_{y_0}\int_{x_0} G_{yy}(x,y/x_0,y_0)f_k(y_0)f_q(y)g_l(x_0)g_r(x)dx_0dy_0dxdy \quad (47)$$

La substitution de la fonction de Green par son expression (56) du chapitre 3 dans celle des éléments de la matrice impédance exprimée par (44), nous donne :

$$Z_{xx}(i,j/o,p) = \int_y\int_x\int_{y_0}\int_{x_0}\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2e_n}{aL}\left(\frac{k_x^2}{Q_2-Q_1}+\frac{k_y^2}{P_2-P_1}\right)\frac{1}{F}\cos(k_x x_0)\sin(k_y y_0)\cos(k_x x)\sin(k_y y)f_i(x_0)f_o(x)g_j(y_0)g_p(y)dx_0dy_0dxdy \quad (48)$$

Après la distribution des intégrales nous obtenons :

$$Z_{xx}(i,j/o,p)=\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2e_n}{aL}\left(\frac{k_x^2}{Q_2-Q_1}+\frac{k_y^2}{P_2-P_1}\right)\frac{1}{F}\int_{x_0}\cos(k_x x_0)f_i(x_0)dx_0$$
$$\int_{y_0}\sin(k_y y_0)g_j(y_0)dy_0\int_x\cos(k_x x)f_o(x)dx\int_y\sin(k_y)g_p(y)dy \quad (49)$$

Posons :

$$R_x(x_i)=\int_{x_0}\cos(k_x x_0)f_i(x_0)dx_0=\int_{x_{i-1}}^{x_i}\cos(k_x x_0)\frac{\sin\left[k_e(x_0-x_{i-1})\right]}{\sin(k_e l_{x_i})}dx_0$$
$$+\int_{x_i}^{x_{i+1}}\cos(k_x x_0)\frac{\sin\left[k_e(x_{i+1}-x_0)\right]}{\sin(k_e l_{x_{i+1}})}dx_0 \quad (50)$$

Après de simples calculs analytiques nous obtenons :

$$R_x(x_i)=\int_{x_{i-1}}^{x_i}\frac{\sin\left((k_e+k_x)x_0+k_e x_{i-1}\right)+\sin\left((k_e-k_x)x_0-k_e x_{i-1}\right)}{2\sin(k_e l_{x_i})}dx_0$$
$$+\int_{x_i}^{x_{i+1}}\frac{\sin\left((k_x-k_e)x_0+k_e x_{i+1}\right)+\sin\left((k_e+k_x)x_0-k_e x_{i+1}\right)}{2\sin(k_e l_{x_{i+1}})}dx_0$$
$$=-\frac{1}{2}\left[\frac{\cos\left((k_e+k_x)x_0+k_e x_{i-1}\right)}{(k_s+k_x)\sin(k_e l_{x_i})}+\frac{\cos\left((k_e-k_x)x_0-k_e x_{i-1}\right)}{(k_s-k_x)\sin(k_e l_{x_i})}\right]_{x_{i-1}}^{x_i}$$
$$+\frac{1}{2}\left[\frac{\cos\left((k_x-k_e)x_0+k_e x_{i+1}\right)}{(k_s-k_x)\sin(k_e l_{x_{i+1}})}+\frac{\cos\left((k_e+k_x)x_0-k_e x_{i+1}\right)}{(k_s+k_x)\sin(k_e l_{x_{i+1}})}\right]_{x_i}^{x_{i+1}}$$
$$=\frac{k_e}{(k_x^2-k_e^2)\sin(k_e l_{x_i})\sin(k_e l_{x_{i+1}})}\left\{\cos(k_x x_i)\left(\sin k_e(l_{x_i}+l_{x_{i+1}})\right)\right.$$
$$\left.-\cos(k_x x_{i+1})\sin(k_e l_{x_i})-\cos(k_x x_{i-1})\sin(k_e l_{x_{i+1}})\right\} \quad (51)$$

De la même manière, mais avec la considération de la propriété de symétrie des largeurs des fonctions de base dirigées selon y (c-à-d : $l_y = l_{y_n} - l_{y_{n+1}}$), nous obtenons :

$$T_y(y_j)=\int_y\sin(k_y y_0)g_j(y_0)dy_0=\int_{y_{j-1}}^{y_j}\sin(k_y y_0)dy_0=\left[-\frac{1}{k_y}\cos(k_y y_0)\right]_{y_{j-1}}^{y_j}$$
$$=\frac{1}{k_y}\left[\cos(k_y y_{j-1})-\cos(k_y y_j)\right] \quad (52)$$

La substitution de la fonction de Green par son expression (57) du chapitre 3 dans celle des éléments de la matrice impédance exprimée par (45), nous donne :

$$Z_{xy}(k,l/o,p) = \sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty} \frac{2e_m}{aL}\left(\frac{1}{Q_2-Q_1}+\frac{1}{P_2-P_1}\right)\frac{k_y k_x}{F}\int_{x_0}\sin(k_x x_0)g_l(x_0)dx_0$$
$$\int_{y_0}\cos(k_y y_0)f_k(y_0)dy_0\int_x\cos(k_x x)f_o(x)dx\int_y\sin(k_y y)g_p(y)dy \quad (53)$$

Posons :

$$R_y(y_k) = \int_{y_0}\cos(k_y y_0)f_k(y_0)dy_0$$
$$= \frac{k_e}{(k_y^2-k_e^2)\sin(k_e l_{y_k})\sin(k_e l_{y_{k+1}})}\Big\{\cos(k_y y_k)\left(\sin k_e(l_{y_k}+l_{y_{k+1}})\right)$$
$$-\cos(k_y y_{k+1})\sin(k_e l_{y_k})-\cos(k_y y_{k-1})\sin(k_e l_{y_{k+1}})\Big\} \quad (54)$$

$$T_x(x_1) = \int_x \sin(k_x x_0)g_l(x_0)dx_0$$
$$= \frac{1}{k_x}\left[\cos(k_x x_{l-1})-\cos(k_x x_l)\right] \quad (55)$$

Pour des fonctions de base symétriques (c-à-d : $l_x = l_{x_{n+1}} - l_{x_n}$ et $l_y = l_{y_{n+1}} - l_{y_n}$) les expressions (51) et (54) se réduisent à :

$$R_y(x_i) = \frac{k_e}{(k_x^2-k_e^2)}\frac{2\cos(k_x x_i)}{\sin(k_e l_x)}\left(\cos(k_e l_x)-\cos(k_x l_x)\right) \quad (56)$$

$$R_y(y_k) = \frac{k_e}{(k_e^2-k_y^2)}\frac{2\sin(k_y y_k)}{\sin(k_e l_y)}\left(\cos(k_y l_y)-\cos(k_e l_y)\right) \quad (57)$$

Les expressions des éléments Z_{yx} et Z_{yy} peuvent être déduites de celles de Z_{xx} et Z_{xy} par des simples changements des indices i, j, o et p par k, l, q et r respectivement et vice versa dans les expressions de R_x, R_y, T_x et T_y. En effet, nous pouvons les réécrire comme suit :

$$Z_{xx}(i,j/o,p) = \sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2e_n}{aL}\left(\frac{k_x^2}{Q_2-Q_1}+\frac{k_y^2}{P_2-P_1}\right)\frac{1}{F}R_x(x_i)R_x(x_o)T_y(y_j)T_y(y_p) \quad (58)$$

$$Z_{xy}(k,l/o,p) = \sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{4}{aL}\left(\frac{1}{Q_2-Q_1}+\frac{1}{P_2-P_1}\right)\frac{k_x k_y}{F}R_y(y_k)R_x(x_o)T_x(x_l)T_y(y_p) \quad (59)$$

$$Z_{yx}(i,j/q,r)=\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{4}{aL}\left(\frac{1}{Q_2-Q_1}+\frac{1}{P_2-P_1}\right)\frac{k_x k_y}{F}R_x(x_i)R_y(y_q)T_y(y_j)T_x(x_r) \quad (60)$$

$$Z_{yy}(k,l/q,r)=\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2e_m}{aL}\left(\frac{k_y^2}{Q_2-Q_1}+\frac{k_x^2}{P_2-P_1}\right)\frac{1}{F}R_y(y_k)R_y(y_q)T_x(x_l)T_x(x_r) \quad (61)$$

La substitution des expressions (42), (43), (58), (59), (60) et (61) dans le système d'équations intégrales exprimé par (40) et (41), nous donne :

$$\begin{aligned}\sum_{o=1}^{N}\sum_{p=1}^{N}V_x(o,p)&=\sum_{o=1}^{N}\sum_{p=1}^{N}\left[\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{N}I_{x,ij}Z_{xx}(i,j/o,p)+\sum_{k=1}^{N}\sum_{l=1}^{N}I_{y,kl}Z_{xy}(k,l/o,p)\right]\\ \sum_{=1}^{N}\sum_{r=1}^{N}V_x(q,r)&=\sum_{q=1}^{N}\sum_{r=1}^{N}\left[\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{N}I_{x,ij}Z_{yx}(i,j/q,r)+\sum_{k=1}^{N}\sum_{l=1}^{N}I_{y,kl}Z_{yy}(k,l/q,r)\right]\end{aligned} \quad (62)$$

Nous pouvons simplifier le système d'équations (62) par une écriture matricielle :

$$\begin{pmatrix}[Z_{xx}] & [Z_{xy}]\\ [Z_{yx}] & [Z_{yy}]\end{pmatrix}\cdot\begin{pmatrix}[I_x]\\ [I_y]\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}V_x\\ V_y\end{pmatrix} \quad (63)$$

où $[I_x]$ et $[I_y]$ sont les sous-vecteurs des coefficients inconnus des développements des composantes de la densité du courant de surface dirigées selon x et y respectivement. V_x et V_y sont les sous-vecteurs dépendants du modèle d'excitation. $Z_{\zeta\nu}$ ($\zeta\,\nu$ = x,y) représente les sous matrices de la matrice impédance totale.

1.3. Matrice admittance Y

L'utilisation des deux formules générales de la transformation matricielle, données par la théorie de la matrice S, fournit l'impédance et l'admittance terminales comme suit [16] :

$$Z=\sqrt{Z_{CN}}(I+S)(I-S)^{-1}\sqrt{Z_{CN}} \quad (64)$$

$$Y=\sqrt{Y_{CN}}(I-S)(I+S)^{-1}\sqrt{Y_{CN}} \quad (65)$$

où I est la matrice unité, S est la matrice de dispersion et $\sqrt{Y_{CN}}$ et $\sqrt{Z_{CN}}$ sont les matrices diagonales pour un multiportes à n accès exprimées par :

$$\sqrt{Z_{CN}} = \mathrm{diag}\left[\sqrt{Z_{c1}} .....\sqrt{Z_{cn}}\right] \quad (66)$$

$$\sqrt{Y_{CN}} = \mathrm{diag}\left[\sqrt{Y_{c1}} .....\sqrt{Y_{cn}}\right] \quad (67)$$

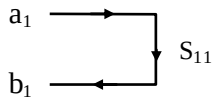
où $\sqrt{Z_{cj}}$ et $\sqrt{Y_{cj}}$ sont les impédances et les admittances caractéristiques normalisées aux différentes portes du réseau.

Puisque toutes les discontinuités étudiées dans ce travail sont considérées comme des circuits ″monoporte″ (circuit ouvert et court-circuit) ou ″biporte″ pour le reste des discontinuités (Gap, Résonateur…), nous rapportons un plus de détail pour ces deux cas.

1.3.1. Admittance terminale d'un circuit ″monoporte″

L'incidence et la réflexion de l'onde de courant dans la théorie de la matrice de dispersion ″S″, permet de représenter l'onde de courant au niveau de la discontinuité circuit ouvert ou court-circuit par le ″monoporte″ suivant :

$b_1 = S_{11} .a_1$



S_{11} étant le coefficient de réflexion R : $S_{11}=R$

Afin d'extraire l'impédance ou l'admittance terminale, il est recommandé d'utiliser les deux formules générales de la transformation matricielle (64) et (65).

Dans le cas des discontinuités circuit ouvert et court-circuit, qui sont des ″monoportes″, les matrices $\sqrt{Y_{CN}}$ et $\sqrt{Z_{CN}}$ sont réduites à un seul élément :

$$\sqrt{Z_{CN}} = \sqrt{Z_{c1}}$$

$$\sqrt{Y_{CN}} = \sqrt{Y_{c1}}$$

et puisque les discontinuités sont localisées sur la même ligne, il n'y a qu'une seule impédance caractéristique Z_c. Alors : $Z_{c1}=1$ et $Y_{c1}=1$.

La résolution du système matriciel donné par (33) ou (63) nous donne le coefficient de réflexion au niveau de la discontinuité, ce qui permet d'en extraire l'impédance et l'admittance terminales normalisées :

$$\left(Z_t / Z_c\right) = \left(1+R\right)\left(1-R\right)^{-1} = \frac{1+R}{1-R}$$

$$\left(Y_t \cdot Z_c\right) = \left(1-R\right)\left(1+R\right)^{-1} = \frac{1-R}{1+R}$$

Enfin, en utilisant l'impédance caractéristique Z_c de la ligne, une admittance terminale Y_t peut être définie par :

$$Y_t = \frac{1}{Z_c} \cdot \frac{1-R}{1+R} \tag{68}$$

L'impédance terminale de la ligne coplanaire à ruban peut être extraite de la formule (65) :

$$Z_t = \frac{1}{Y_t} = Z_c \cdot \frac{1+R}{1-R} \tag{69}$$

où :

$$R = \frac{TOS-1}{TOS+1} e^{j\beta|x_{mas}|} \tag{70}$$

et

x_{max} est la position du maximum.

D'après les expressions (69) et (70) on remarque que la détermination précise des circuits équivalents, pour les différentes discontinuités, dépend de la précision d'évaluation de l'impédance caractéristique Z_c et de la longueur d'onde dans le guide λ_e ($\beta=2\pi/\lambda_e$), c'est-à-dire, le vecteur d'onde k_e.

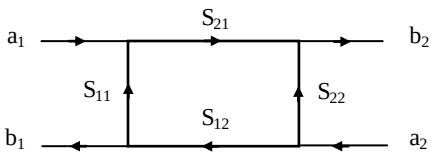
On peut aussi déduire l'impédance caractéristique Z_c de la ligne coplanaire à microruban, en fonction de l'impédance terminale Z_t, en utilisant la théorie des lignes de transmission [1]. Il en résulte :

$$Z_c = \frac{1}{|I_{max}|} \left|\frac{Z_t}{1-Z_t}\right| \cdot \left| e^{j\beta|x_{max}|} + \frac{1-Z_t}{1+Z_t} e^{-j\beta|x_{max}|} \right| \tag{71}$$

1.3.2. Matrice admittance Y d'un circuit "biporte"

L'utilisation de la théorie de la matrice de dispersion "Scattering Matrix", permet de représenter l'onde de courant, au niveau des discontinuités (Gap, Résonateur…), par le "biporte" suivant :

$$\begin{cases} b_1 = S_{11}.a_1 + S_{21}.a_2 \\ b_2 = S_{21}.a_1 + S_{22}.a_2 \end{cases}$$



Puisqu'il s'agit d'une ligne (CPS) homogène, S_{11} et S_{22} représentent un même coefficient de réflexion (R); de même que S_{12} et S_{21} désignent un seul coefficient de transmission (-T) :

$$\begin{cases} S_{11} = S_{22} = R \\ S_{12} = S_{21} = -T \end{cases}$$

La matrice S pour chaque discontinuité est donc donnée par :

$$S = \begin{bmatrix} R & -T \\ -T & R \end{bmatrix}$$

Afin d'extraire les admittances qui représentent chacune des discontinuités, il est toujours recommandé d'utiliser les deux formules générales de la transformation matricielle (64) et (65).

Dans le cas d'une discontinuité "biporte", les matrices $\sqrt{Y_{CN}}$ et $\sqrt{Z_{CN}}$ ont 2∗2 éléments. En outre, la discontinuité étant localisée sur la même ligne, donc ayant un même diélectrique et une même impédance caractéristique Z_c, les éléments diagonaux des matrices $\sqrt{Y_{CN}}$ et $\sqrt{Z_{CN}}$ sont égaux à l'unité (Y_{cj}=1 et Z_{cj}=1). Ces dernières deviennent donc :

$$\sqrt{Z_{CN}} = \sqrt{Y_{CN}} = I = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

L'extraction des coefficients de réflexion R et de transmission T, par la résolution numérique du système matriciel (33) ou (63) au niveau de la discontinuité, permet d'obtenir les matrices impédance et admittance normalisées, Z_N et Y_N, qui sont :

$$Z_N = (I+S)(I-S)^{-1} = \begin{bmatrix} 1+R & -T \\ -T & 1+R \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1-R & T \\ T & 1-R \end{bmatrix}^{-1}$$

$$Y_N = (I-S)(I+S)^{-1} = \begin{bmatrix} 1-R & T \\ T & 1-R \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1+R & -T \\ -T & 1+R \end{bmatrix}^{-1}$$

Enfin, en utilisant l'impédance caractéristique Z_c de la ligne et dans le cas d'une discontinuité symétrique ($Y_{11} = Y_{22}$ et $Y_{12} = Y_{21}$), on peut définir une matrice admittance Y comme suit :

$$Y = \frac{Y_N}{Z_c} = \frac{1}{Z_c}\begin{bmatrix} 1-R & T \\ T & 1-R \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1+R & -T \\ -T & 1+R \end{bmatrix}^{-1} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{12} & Y_{11} \end{bmatrix} \tag{72}$$

1.4. Pertes de puissance

Afin de quantifier les puissances perdues par radiation d'ondes d'espace et d'ondes de surface, on définit la puissance totale perdue par :

$$P = P_{rad} + P_{sw} \tag{73}$$

où P_{rad} et P_{sw} sont les pertes de puissance dues, respectivement, aux ondes d'espace et aux ondes de surface. Le calcul de P_{sw} est basé sur le même principe décrit dans les références [16,17]. La puissance totale perdue peut être obtenue comme suit :

Les éléments des matrices tension V_{rs} et courant I_{rs} sont exprimés par :

$$V_{rs} = \begin{cases} V_{x,rs} = \sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2}\left(Z_{pq,rs}^{xx} I_{x,pq} + Z_{pq,rs}^{xy} I_{y,pq}\right) & \text{pour} \quad 1 \le r \le N_1 \quad \text{et} \quad 1 \le s \le N_2 \\ V_{y,rs} = \sum_{p=1}^{N_1}\sum_{q=1}^{N_2}\left(Z_{pq,rs}^{yx} I_{x,pq} + Z_{pq,rs}^{yy} I_{y,pq}\right) & \text{pour} \quad N_1+1 \le r \le 2N_1 \quad \text{et} \quad 1 \le s \le N_2 \end{cases} \tag{74}$$

$$I_{rs} = \begin{cases} I_{x,rs} & \text{pour} \quad 1 \le r \le N_1 \quad \text{et} \quad 1 \le s \le N_2 \\ I_{y,rs} & \text{pour} \quad N_1+1 \le r \le 2N_1 \quad \text{et} \quad 1 \le s \le N_2 \end{cases} \tag{75}$$

La puissance complexe est donnée par :

$$P = \sum_{r=1}^{2N_1}\sum_{s=1}^{N_2} V_{rs} I_{rs}^{*} \tag{76}$$

où I_{rs}^{*} est un élément de la matrice conjuguée de la matrice courant.

La puissance dissipée, sous forme de pertes dues aux rayonnements des ondes d'espace P_{rad} et à l'excitation des ondes de surface P_{sw}, est exprimée par la partie réelle de la puissance complexe :

$$P_{rad} + P_{sw} = \mathrm{Re}(P) = \mathrm{Re}\left(\sum_{r=1}^{2N_1}\sum_{s=1}^{N_2} V_{rs} I_{rs}^{*}\right) \tag{77}$$

2. Résultats et discussion

Afin de valider notre approche nous traitons deux types de discontinuités : régulières (circuit ouvert, court-circuit, Gap …) et irrégulières (fente transversale étroite et ruban transversal étroit). Les distributions du courant ainsi obtenues auprès de la discontinuité, sont exploitées pour extraire les paramètres de dispersion du réseau tout en appliquant la théorie des lignes de transmission.

Dans tout ce qui suit, on note que tous les résultats concernent la structure coplanaire à microruban blindée de la figure 5 du chapitre3, où les données liées à cette géométrie, avec les différents changements, sont résumées dans le tableau suivant (Tab. 1).

Cavité	ε_r	W(mm)	S(mm)	h(mm)	$h_{1,2}$(mm)	a(mm)
A	10.2	0.724	0.14	0.762	4	11.75
B	2.2	0.375	0.75	0.8	4	7.125
C	2.2	0.375	1.5	0.8	4	7.125
D	10.2	0.700	0.19	0.762	4	11.75

Tab. 1. Dimensions des cavités et permittivités relatives utilisées.

2.1. Discontinuité circuit ouvert

En appliquant la théorie de la matrice de dispersion S, nous pouvons représenter l'incidence et la réflexion de l'onde de courant au niveau de la discontinuité circuit ouvert (fig. 2) par une monoporte. Pour caractériser cette discontinuité nous calculons les distributions longitudinale et transversale du courant, le coefficient de réflexion au voisinage du circuit ouvert, l'impédance et l'admittance terminales.

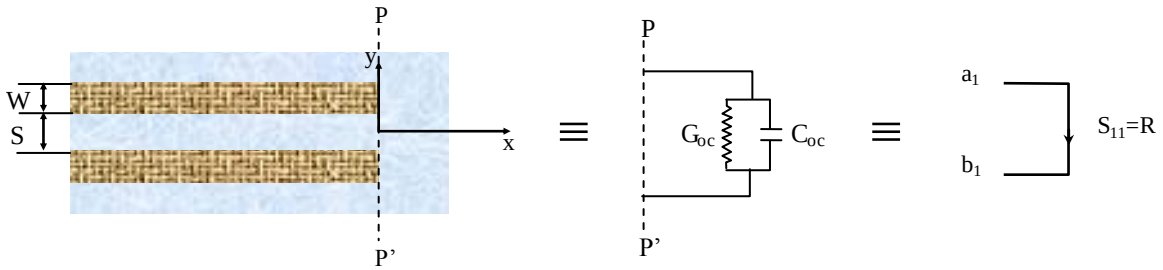


Fig. 2. Discontinuité circuit ouvert dans la ligne CPS et son circuit équivalent.

Afin de comparer nos résultats avec ceux de R. N. Simons et al. [18] et leurs mesures, nous avons calculé, comme le montre la figure 3, la réactance normalisée du circuit ouvert en

fonction de la fréquence pour les CPS blindée de cavité A et ouverte de paramètres h=0.762mm, ε_r=10.2, μ_r=1, W=0.724mm et S=0.14mm. Nous remarquons qu'il y a un bon accord entre nos résultats pour les lignes CPS ouverte et blindée et les mesures de R. N. Simons et al. ainsi que leurs résultats obtenus par la technique FDTD.

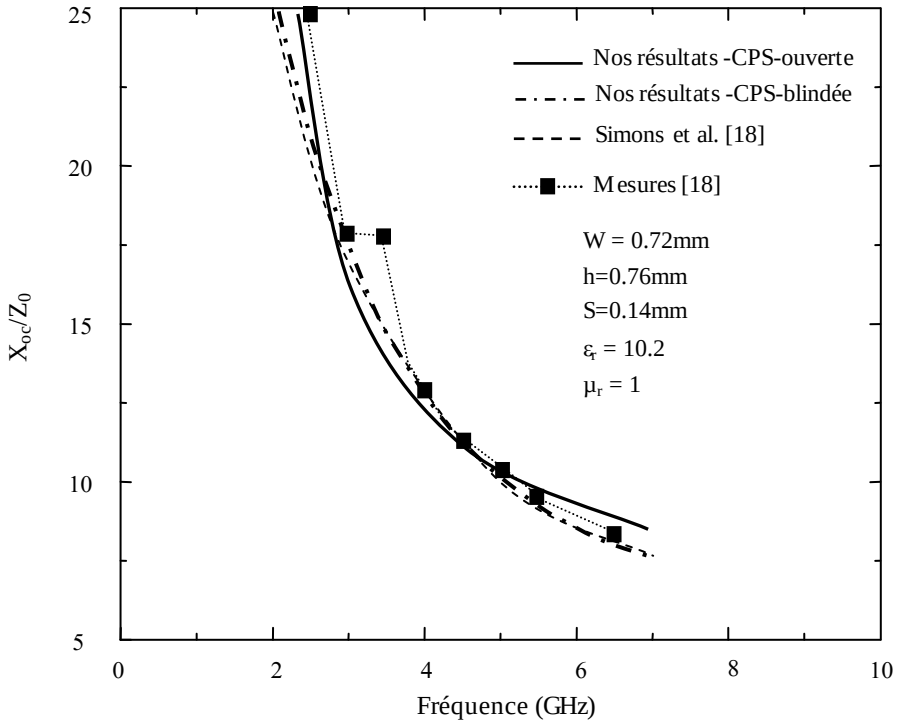


Fig. 3. Réactance normalisée du circuit ouvert pour une CPS ouverte et blindée de cavité A.

Dans une deuxième phase et pour avoir l'effet de la fente S sur les paramètres caractéristiques de la discontinuité circuit ouvert (essentiellement sa réactance normalisée), nous présentons sur les figures 4 et 5 nos résultats de la réactance normalisée du circuit ouvert (X_{oc}/Z_0) en fonction de la fréquence obtenue par notre modèle pour les deux types de lignes CPS blindées (cavités B et C) et ouvertes, de paramètres h=0.762mm, ε_r=10.2, μ_r=1, W=0.724mm et qui ont respectivement les fentes S de 0.75mm et 1.5mm.

Nos résultats, dans les figures 4 et 5, sont comparés à ceux de l'approche SDIE [3] et à ceux de l'approche quasi-statique [19,20]. On constate qu'il y a une parfaite concordance entre notre approche et ceux de N.Dib et al.[3] et W. Getsinger [19, 20] sur toute la gamme de fréquence. Seulement, le petit écart entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par notre approche et la technique FDTD peut être attribué à l'épaisseur du métal finie, qui n'a pas été prise en compte par les deux approches.

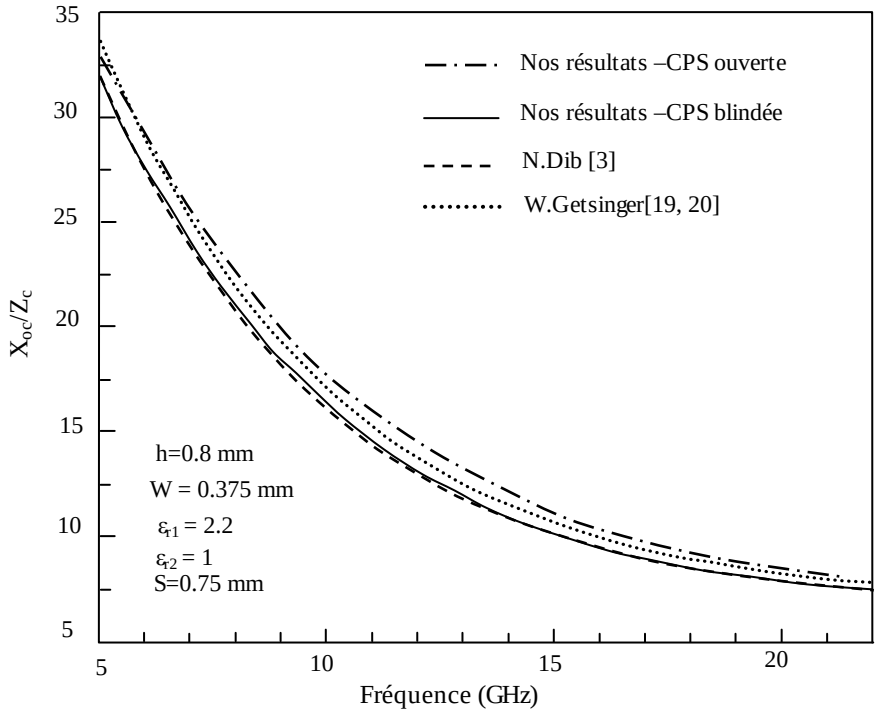


Fig. 4. Réactance normalisée du circuit ouvert pour une CPS ouverte et blindée de cavité B.

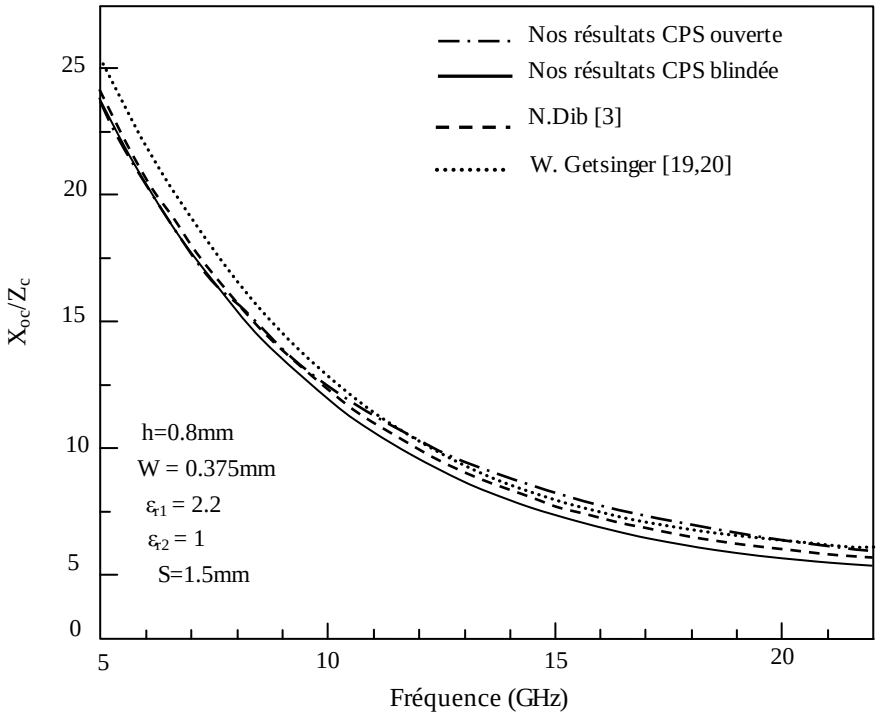


Fig. 5. Réactance normalisée du circuit ouvert pour une CPS ouverte et blindée de cavité C.

Il est évident que l'augmentation de S dans les CPS qui ont les données de cavité C, diminue le couplage entre les deux rubans de la ligne CPS. Par conséquent, comme nous pouvons le remarquer, la valeur de la réactance normalisée du circuit ouvert, pour la cavité C, est toujours inférieure à celle de la cavité B.

Afin de bien montrer l'influence de la largeur de la fente S sur les caractéristiques de la discontinuité circuit ouvert et la ligne CPS, nous donnons dans le Tableau 2 les résultats de l'impédance caractéristique Z_0 de la ligne CPS et la capacité C_{oc} du circuit ouvert pour une CPS ouverte de paramètres h=0.76mm, W=0.71mm et ε_r=10.2 à f=3.5GHz.

S(mm)	**Mesures [18]** (W=0.73mm)	**FDTD [18]**		**Quasi-Statique [19]**		**Nos résultats**	
	C_{oc} (fF)	**$Z_0(\Omega)$**	**C_{oc} (fF)**	**$Z_0(\Omega)$**	**C_{oc} (fF)**	**$Z_0(\Omega)$**	**C_{oc} (fF)**
0.14	42.5	68.8	45.76	68.8	30.8	69.67	44.78
0.20	43.4	74.3	45.23	74.3	28.7	74.58	43.42
0.23	40.1	79.0	44.87	79.0	28.2	78.66	42.43

Tab. 2. Capacité C_{oc} du circuit ouvert, en fonction de la fente S pour une ligne CPS ouverte.

Comme il est montré dans ce tableau, nos résultats sont en bon accord avec ceux de l'approche quasi-statique [19] et ceux de la technique FDTD de R.N. Simons et al. [18].

D'après les courbes présentées dans les figures 4, 5 et 6 et les résultats résumés dans le tableau 2, nous pouvons conclure que notre modèle donne des bons résultats de caractérisation de la discontinuité circuit ouvert dans la ligne CPS ouverte ou blindée.

2.2. Discontinuité court-circuit

Comme dans le cas de la discontinuité circuit ouvert, nous pouvons représenter l'incidence et la réflexion de l'onde de courant au niveau de la discontinuité court-circuit (fig. 5) par une monoporte. Pour caractériser cette discontinuité nous calculons les distributions longitudinale et transversale du courant au voisinage du court-circuit, l'impédance et la réactance terminales en fonction de la fréquence et les dimensions de la ligne. Par conséquent, il y a une énergie magnétique stockée au niveau du court-circuit. Cette énergie magnétique donne naissance à une réactance inductive modélisée par L_{sc} située dans le plan PP'.

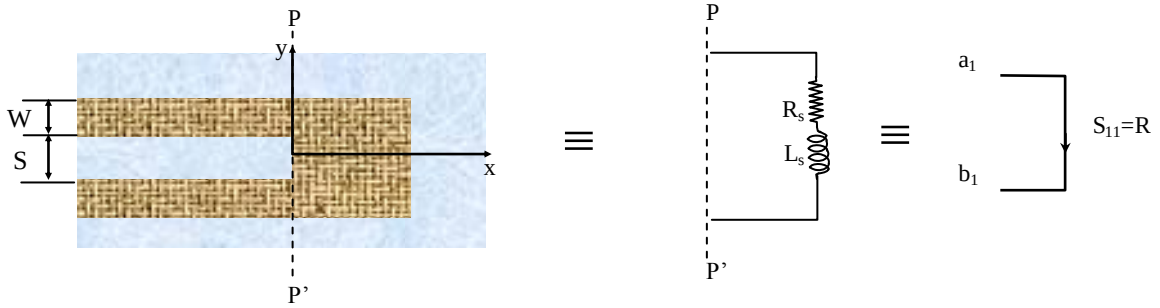


Fig. 5. Court-circuit dans la ligne CPS et son circuit équivalent.

La figure 6 présente les variations de la réactance terminale normalisée X_{sc}/Z_o du court-circuit, en fonction de la fréquence, pour une fente S fixe.

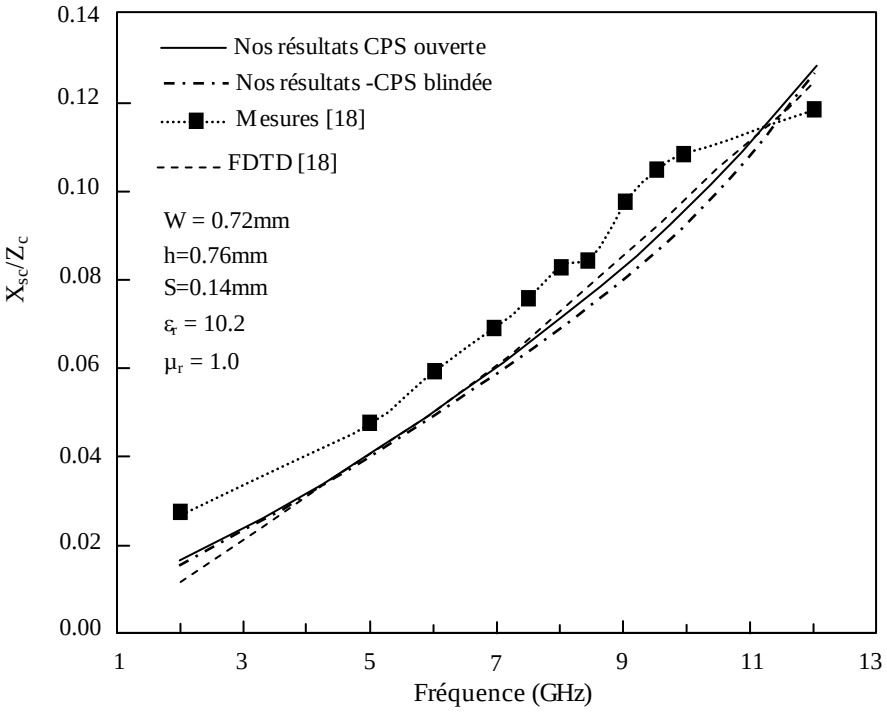


Fig. 6. Réactance normalisée du court-circuit en fonction de la fréquence.

Comme le montre la figure 6, les résultats de la réactance normalisée, obtenus pour les lignes CPS blindée de cavité A et ouverte, de paramètres ε_r = 10.2, h=0.76mm, W=0.72mm et S=0.14mm, sont comparés à ceux de l'approche FDTD et aux mesures [18]. On constate qu'il y a une parfaite concordance entre notre approche et celle de RN. Simons [18] sur toute la gamme de fréquence. Cependant, le petit écart entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par notre approche et la technique FDTD peut être attribué à l'épaisseur du métal finie, qui n'a pas été prise en compte par les deux approches. Plus précisément, dans ces deux techniques, le conducteur a été supposé parfait et d'épaisseur nulle.

Afin de montrer l'influence de la largeur de la fente S sur les caractéristiques de la discontinuité court-circuit et de la ligne CPS, nous donnons, dans le Tableau 3, nos résultats obtenus pour l'inductance L_{sc} du court-circuit et l'impédance caractéristique Z_0 pour les lignes CPS ouverte et blindée (cavité A) en comparaison avec ceux obtenu par l'approche FDTD et aux mesures [18]. Comme il est présenté dans ce tableau, nos résultats sont en bon accord avec ceux de R.N. Simons et al. [18]. Seulement, le petit écart, entre les résultats de simulations et les mesures, est dû essentiellement à l'épaisseur des rubans négligée dans les deux approches théoriques.

L_{sc} en fonction de S pour une CPS de h=0.76mm, W=0.71mm et ε_r=10.2 à f=5.5GHz							
S(mm)	**Mesures [18]** (W=0.73mm)	**FDTD [18]**		**Nos résultats**			
				CPS ouverte		**CPS blindée**	
	L_{sc}(pH)	**$Z_0(\Omega)$**	**L_{sc}(pH)**	**$Z_0(\Omega)$**	**L_{sc}(pH)**	**$Z_0(\Omega)$**	**L_{sc}(pH)**
0.11	70.95	63.4	76.8	62.41	76.53	64.30	75.12
0.15	80.46	70.0	93.3	68.73	90.06	68.82	89.65
0.20	108.95	75.6	110.2	73.94	109.23	73.93	109.22

Tab. 3. L'inductance L_{sc} du court-circuit, en fonction de la fente S.

2.3. Discontinuité Gap

Les deux types de la discontinuité Gap (Gap série et Gap symétrique série) sont représentés par des biportes dans les figures 7 et 8. Afin d'étudier cette discontinuité nous calculons les distributions du courant et les paramètres de dispersion au voisinage du Gap.

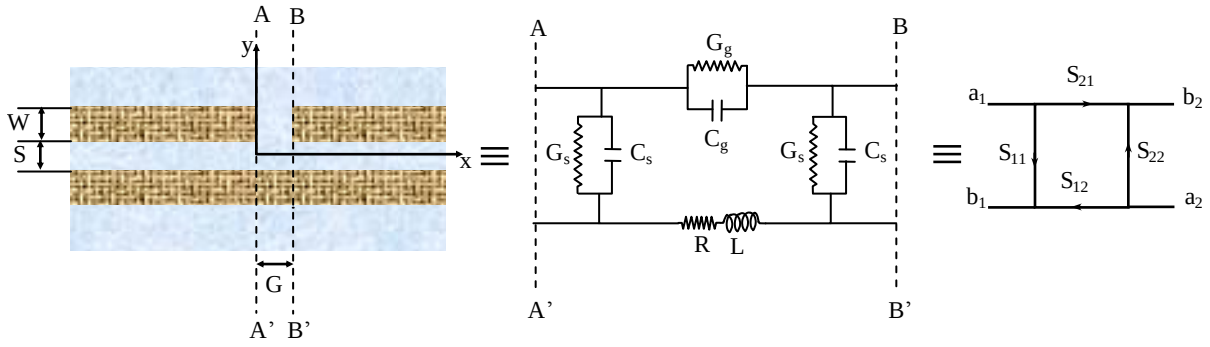


Fig. 7. Gap série dans la ligne CPS et son circuit équivalent

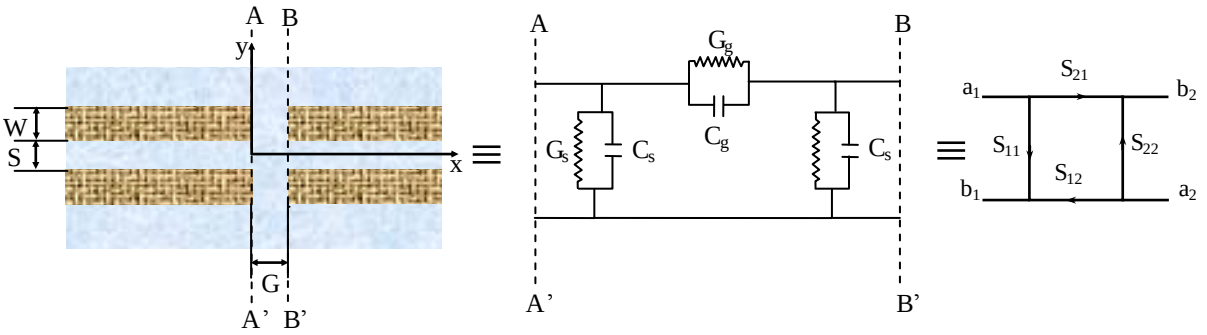


Fig. 8. Gap symétrique série dans la ligne CPS et son circuit équivalent.

Dans cette phase, nous calculons les coefficients de réflexion et de transmission de la discontinuité Gap pour une ligne CPS ouverte en fonction de la fréquence. Les résultats sont donnés par les figures 9 et 10. La ligne ouverte utilisée est constituée d'un substrat de h=0.76mm, ε_r=10.2 et μ_r=1.0. Les rubans conducteurs ont la même largeur W=0.72mm et l'espace entre eux est S=0.14mm. L'ouverture du Gap est G=0.17mm.

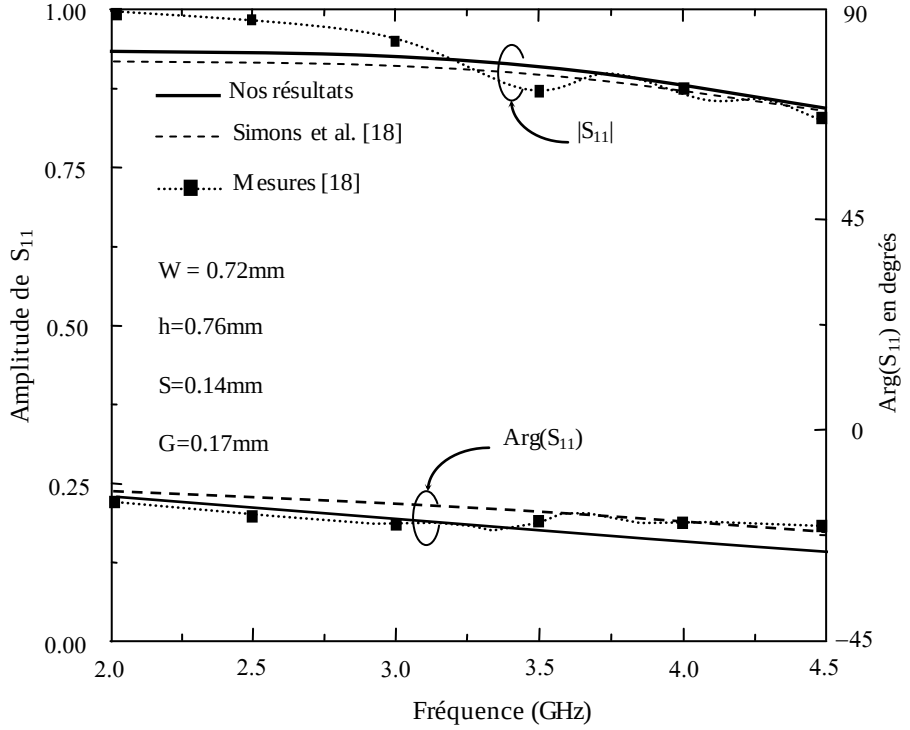


Fig. 9. Amplitude et phase du coefficient de réflexion S_{11} pour la discontinuité Gap

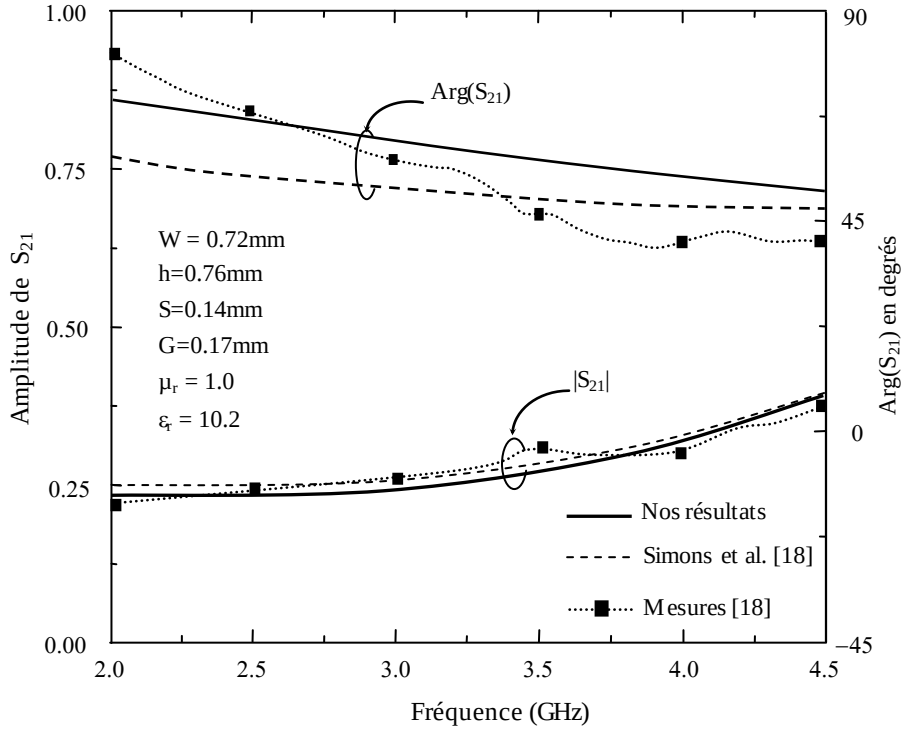


Fig. 10. Amplitude et phase du coefficient de transmission S_{21} pour la discontinuité Gap.

Dans une phase suivante, nous calculons les coefficients de réflexion et de transmission de la discontinuité Gap symétrique en fonction de la fréquence, pour des lignes CPS ouverte et blindée (cavité A) ayant une largeur de gap G=1mm. Les figures 11 et 12 présentent les amplitudes et les phases des coefficients de réflexion et de transmission S_{11} et

S_{21}, respectivement. Notons ici que nos résultats concordent parfaitement avec ceux obtenus par les approches SDIE et FDTD [3] pour les lignes CPS blindée et ouverte.

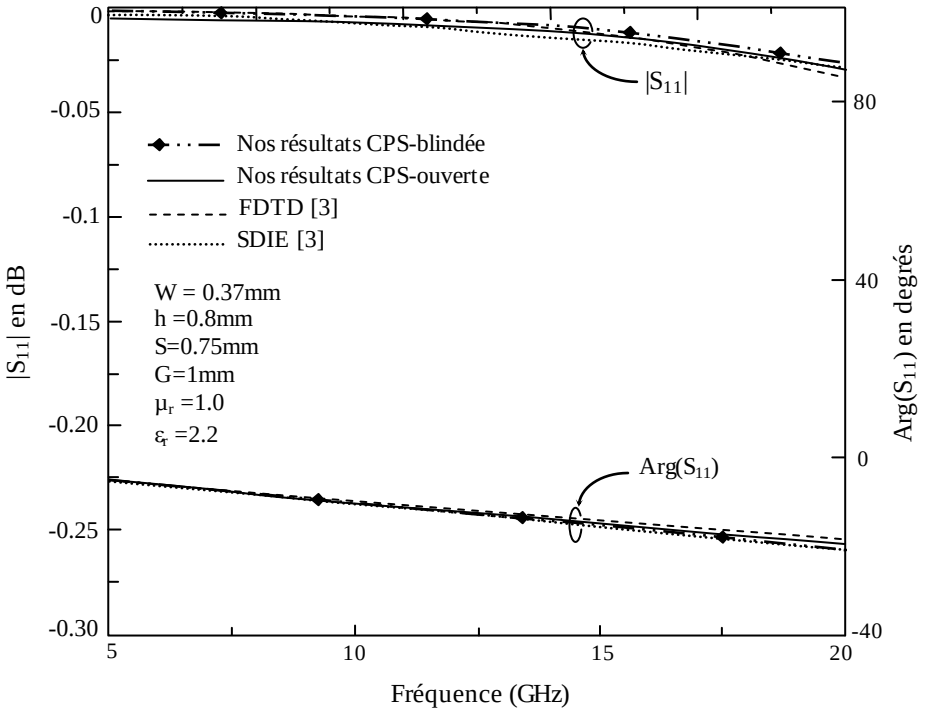


Fig. 11. Amplitude et phase du coefficient de réflexion S_{11} pour la discontinuité Gap

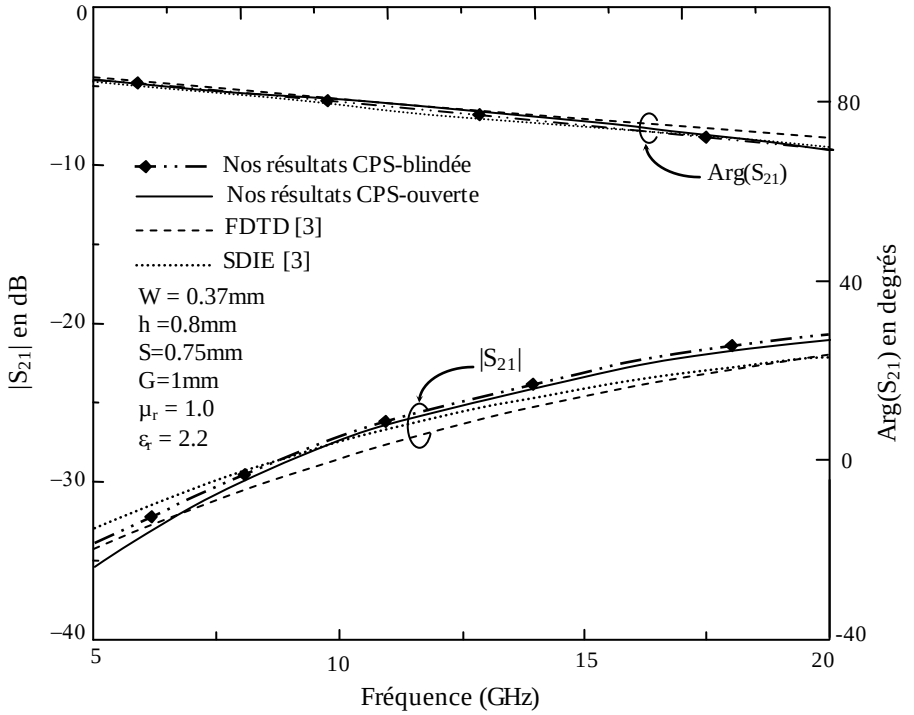


Fig. 12. Amplitude et phase du coefficient de transmission S_{21} pour la discontinuité Gap

Comme le montre la figure 11, le module du coefficient de réflexion $|S_{11}|$ décroît lentement avec la fréquence. Pour les basses fréquences, le comportement du gap symétrique-

série est similaire à la discontinuité circuit ouvert. Dans ce cas, le coefficient de réflexion a une amplitude voisine de 1. Lorsque la fréquence augmente, le coefficient de réflexion décroît beaucoup plus dans le cas de la ligne ouverte que pour la ligne blindée. Ceci peut être expliqué par les pertes dues aux ondes d'espace et de surface.

Nous pouvons donc conclure que les pertes sont minimales pour une structure blindée en comparaison avec la structure ouverte. De plus, les paramètres S_{ij} de la discontinuité Gap dans une ligne blindée satisfont la relation de conservation de la puissance :

$$|S_{11}|^2+|S_{21}|^2 = 1 \qquad (78)$$

Dans la gamme de fréquence étudiée, on remarque que la croissance de $|S_{21}|$ avec la fréquence est plus importante pour la ligne CPS blindée que pour la ligne ouverte, comme le montre la figure 12. On en déduit que l'augmentation du couplage, au niveau du gap de la ligne, est plus important dans la ligne blindée que dans la ligne ouverte. Par conséquent, nous pouvons conclure que le blindage augmente le couplage au niveau de la discontinuité. Les paramètres S_{ij} dans l'environnement ouvert ne satisfont pas l'expression (78), car il y a des pertes dues aux rayonnements des ondes d'espace et de surface.

Afin d'étudier l'effet de la largeur du Gap sur le comportement des lignes ouverte et blindée (cavité B) au niveau de la discontinuité, nous avons calculé l'amplitude du coefficient de transmission $|S_{21}|$, en fonction de la fréquence, pour différentes valeurs de cette largeur. Nos résultats, présentés dans la figure 13, concordent parfaitement avec ceux de Dib et al. [3].

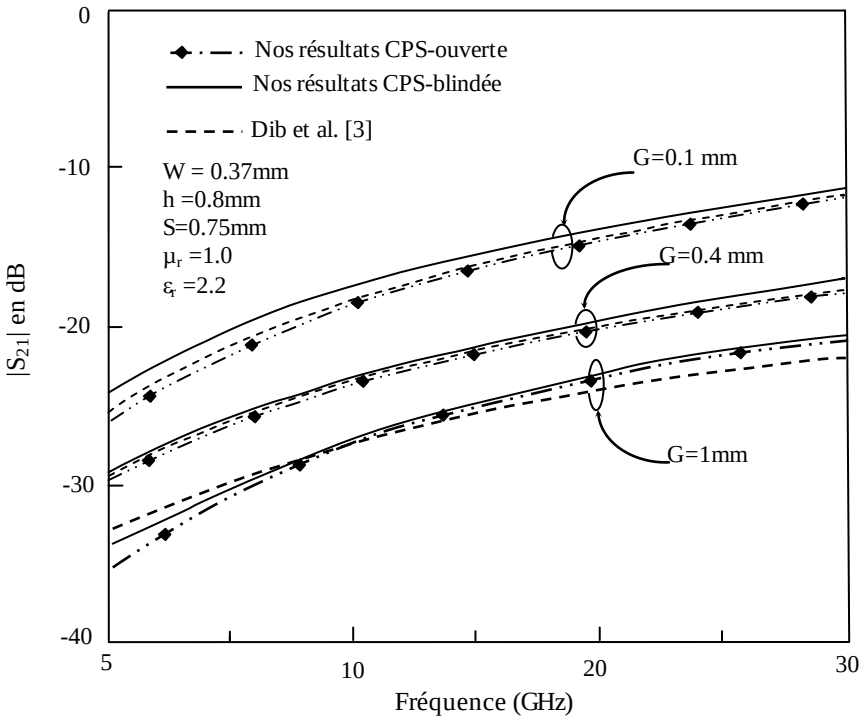


Fig. 13. Evolution de $|S_{21}|$ de la discontinuité Gap en fonction de la largeur du Gap

Comme le montre la figure 13, l'effet de la largeur du Gap est très important sur l'amplitude du coefficient de transmission de la ligne CPS. Par exemple, pour f=20GHz, $|S_{21}|$=−20.9dB (CPS blindée) et 21.7dB (CPS ouverte) pour une discontinuité Gap de largeur G=1.0mm, alors que pour G=0.1mm, $|S_{21}|$= −11.3dB (CPS blindée) et -11.8dB (CPS ouverte). Ce comportement peut être expliqué logiquement par la diminution du couplage lorsque la largeur du gap augmente.

Nous avons aussi calculé les phases des coefficients de réflexion et de transmission Arg(S_{11}) et Arg(S_{21}) en fonction de la fréquence (figures 11 et 12), pour les lignes CPS ouverte et blindée (cavité B) de largeur de Gap G=1mm. Nos résultats sont en excellent accord avec ceux obtenus par les approches FDTD et SDIE [3].

2.4. Résonateur

Un résonateur CPS de longueur L, planté entre deux discontinuités Gap symétriques, est représenté par une biporte comme le montre la figure 14. Afin d'étudier cette structure, nous calculons les distributions du courant et les paramètres de dispersion au voisinage des discontinuités.

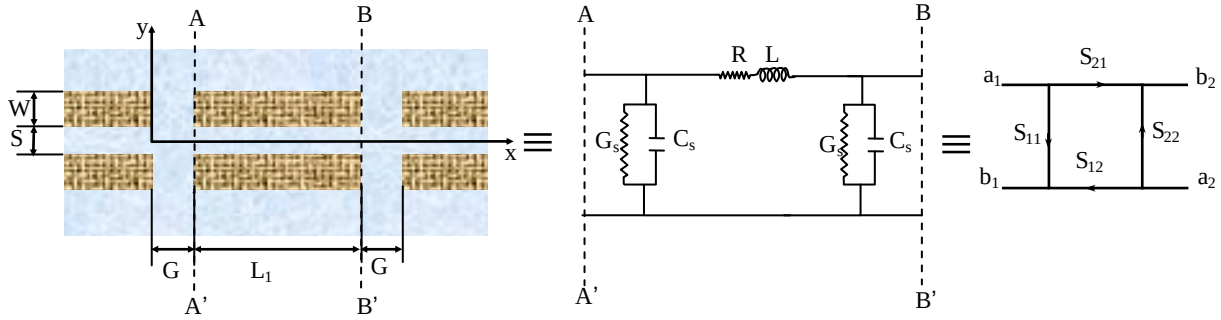


Fig. 14. Résonateur CPS et son circuit équivalent

Nous avons simulé deux résonateurs de longueurs L_1=10mm et 5mm dans les cas des lignes CPS ouverte et blindée (cavité A). Dans toutes les simulations, la largeur du gap est gardée constante G=0.2mm. L'amplitude de S_{21} pour L_1=10mm et L_1=5mm est donnée respectivement par les figures 15 et 16. Nos résultats sont en parfait accord avec ceux obtenus par l'approche SDIE et la technique d'image complexe CIT en termes de fréquences de résonances [3]. Le facteur de qualité du filtre Q, défini comme le rapport entre la fréquence de résonance et la bande passante à –3dB, vaut 238 dans le cas du résonateur de longueur L_1=10mm. On remarque que les résultats du CIT donnent une bande passante légèrement plus large en comparaison avec nos résultats et ceux obtenus par l'approche SDIE de Dib et al. Cette différence est due, essentiellement, à la différence entre la formulation du problème utilisé dans les deux modèles SDIE et CIT. On peut aussi observer que la fréquence de résonance est décalée à 21.7 GHz dans

le cas du résonateur de longueur L_1=5mm, ce qui correspond à une longueur d'onde qui vaut, approximativement, deux fois la longueur du résonateur. Le facteur de qualité dans ce cas est de 59.5. Cette diminution est due, essentiellement, à l'augmentation de fréquence qui provoque des pertes par rayonnement. Ces pertes diminuent le facteur de qualité du résonateur.

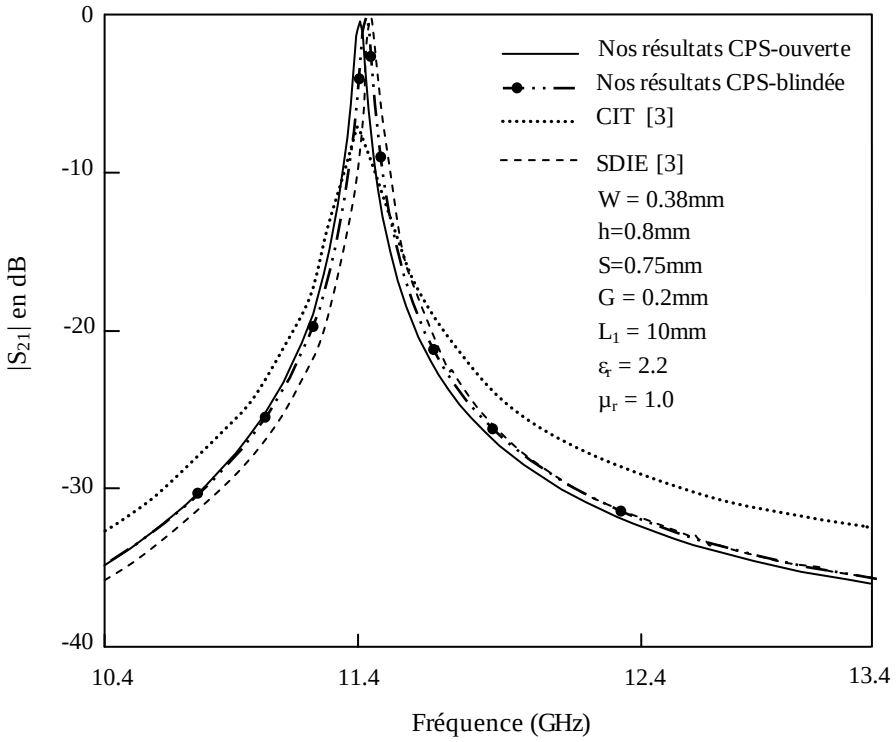


Fig. 15. Evolution de $|S_{21}|$ du résonateur CPS, G=0.2mm et L_1=10mm.

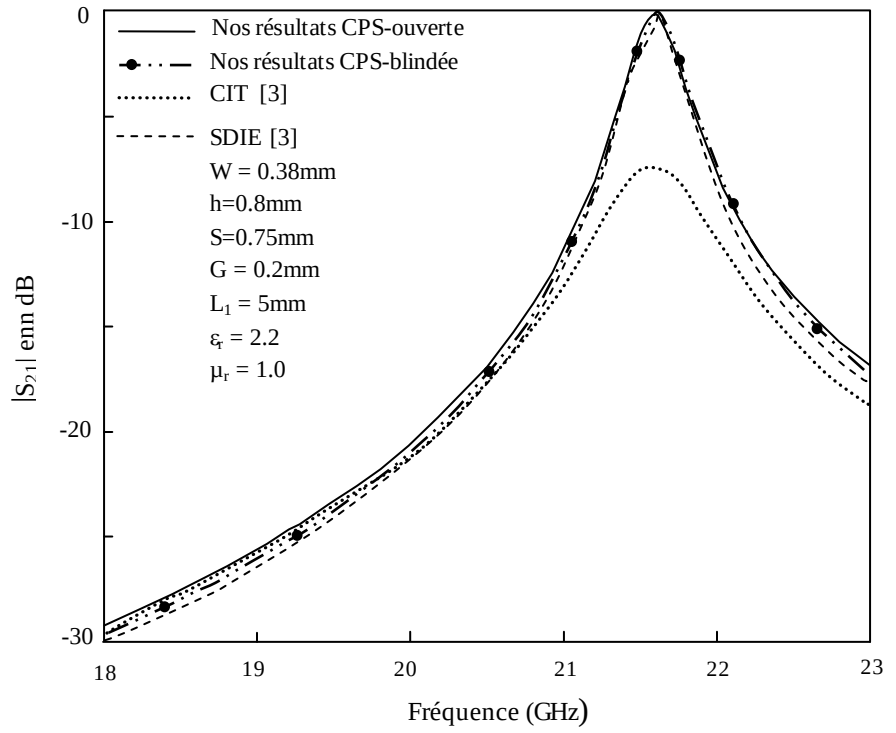


Fig. 16. Evolution de $|S_{21}|$ du résonateur CPS, G=0.2mm et L_1=5mm.

La figure 17 donne la fréquence de résonance d'un résonateur CPS en fonction de la longueur de résonateur L_1 avec une largeur de gap fixe G=0.2mm. Nos résultats sont comparés avec ceux de SDIE [3] et ceux obtenus, en supposant le résonateur comme un dipôle de longueur $\lambda_g/2$ en négligeant l'effet de la discontinuité et du couplage électromagnétique. On remarque que l'effet de la discontinuité diminue lorsque la longueur du résonateur augmente. En conséquence, pour les résonateurs très courts, l'effet de discontinuité n'est plus négligeable ce qui nécessite l'utilisation d'une analyse Full-wave pour prévoir la fréquence de résonance exacte du résonateur.

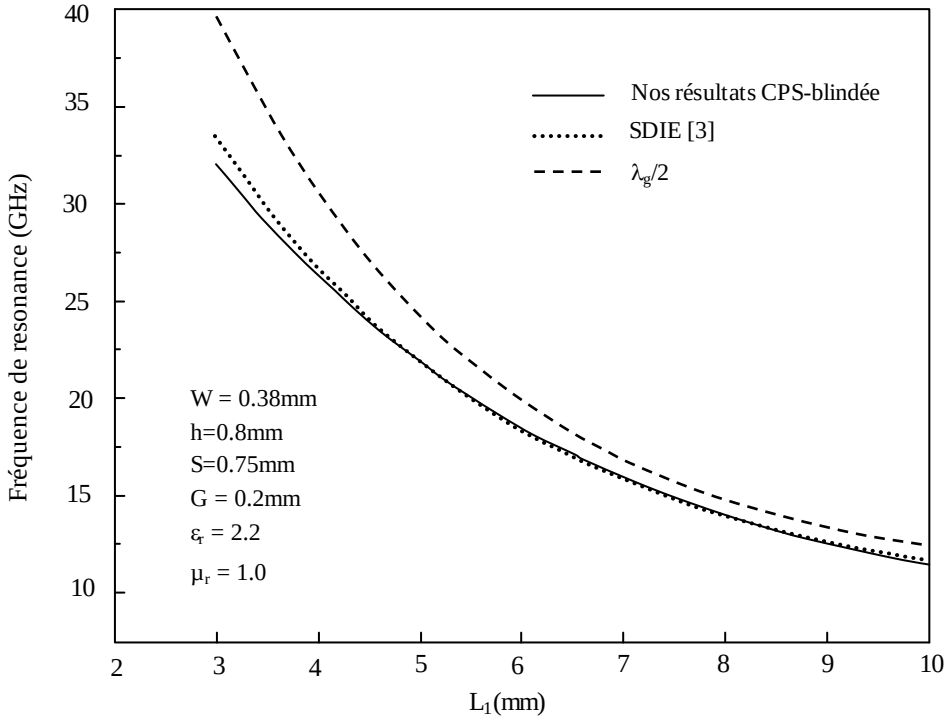


Fig. 17. Fréquence de résonance en fonction de la longueur du résonateur CPS en cavité B

2.5. Discontinuités irrégulières

Dans cette phase de calcul nous traitons les discontinuités fente transversale étroite (spur slot) et ruban transversal étroit (spur strip) données par les figures 18 et 19. Il est commode d'employer le Spur-Slot quand W est grand et S petit. On peut le modéliser comme un stub, de longueur $L_1=\lambda_{g(CPS)}/4$ terminé par un court-circuit, en série avec le ruban conducteur. Le Spur-Strip est simple à employer lorsque W est petit et S est grand et il est modélisé en tant que deux stubs de même longueur $L_1=\lambda_{g(CPS)}/4$ parallèles au ruban conducteur et chacun terminé par un circuit ouvert.

On peut représenter chacune des deux discontinuités par une biporte. Les distributions longitudinale et transversale du courant et les coefficients de réflexion et de transmission obtenus au voisinage des discontinuités nous permettent de les modéliser.

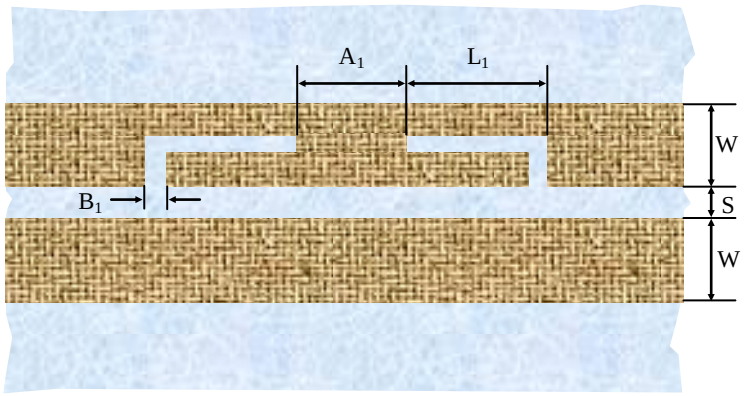


Fig. 18. Discontinuité Spur-Slot dans la ligne CPS.

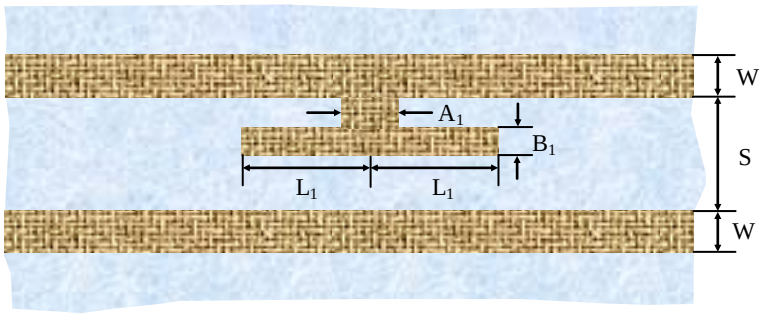


Fig. 19. Discontinuité Spur-strip dans la ligne CPS.

Pour comparer nos résultats du Spur-Slot avec ceux de K. Goverdhanam [21] et ses mesures, nous étudions la discontinuité Spur-Slot de A_1=0.76mm, B_1=0.25mm et L_1=16.25mm implantée sur une ligne CPS ouverte de ε_r=10.2, h=0.76mm, W=0.76mm et S=0.1mm. Comme le montre la figure 20, les amplitudes des coefficients de transmission S_{21} et réflexion S_{11} sont calculés en fonction de la fréquence. On constate la bonne concordance entre les deux approches et les mesures.

Nous avons aussi calculé les amplitudes des paramètres de dispersions S_{11} et S_{21} en fonction de la fréquence, d'une discontinuité spur-strip de A_1=0.25mm, B_1=0.25mm et L_1=16.13mm implantée sur une ligne CPS ouverte de ε_r=10.2, h=0.76mm, W=0.76mm et S=0.76mm. Comme le montre la figure 21, nos résultats sont en parfait accord avec ceux obtenus par l'approche FDTD et par les mesures [21].

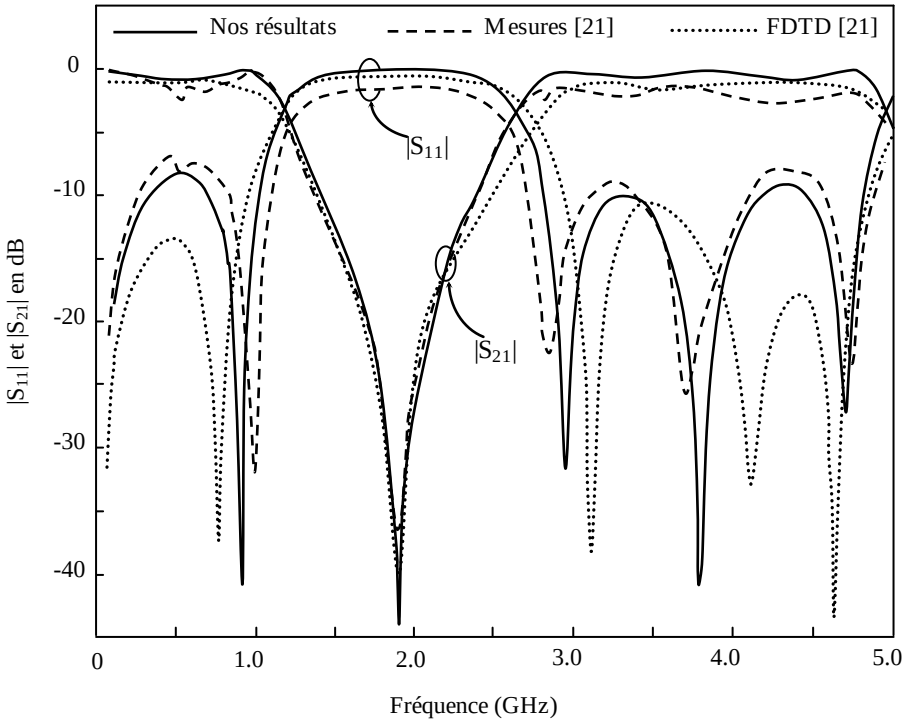


Fig. 20. $|S_{11}|$ et $|S_{21}|$ pour une discontinuité Spur- slot avec A_1 = 0.762 mm, B_1 = 0.254 mm et L_1 = 16.256mm.

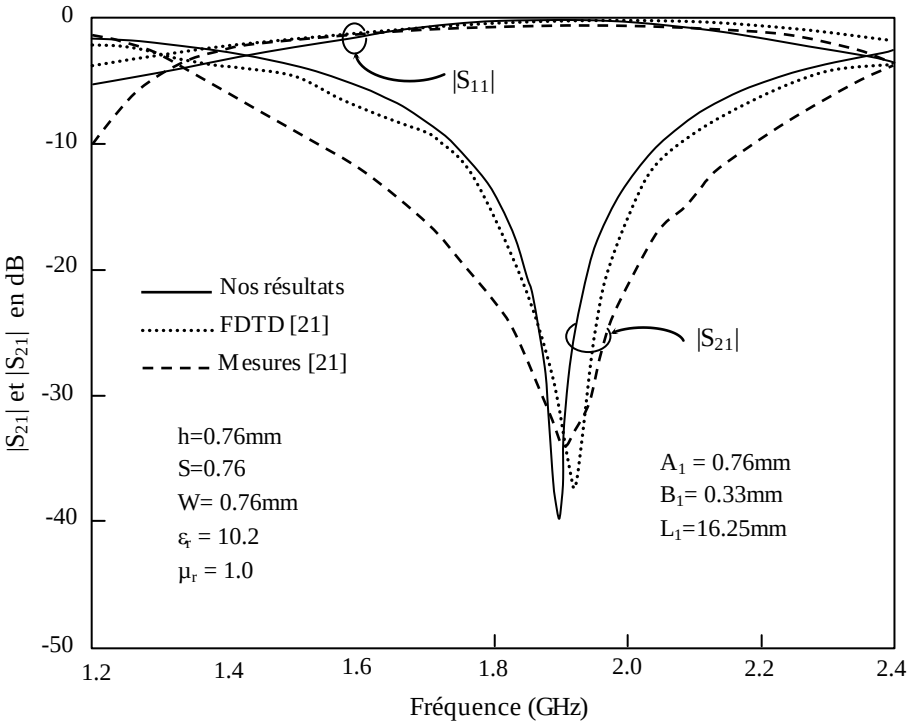


Fig. 21. $|S_{11}|$ et $|S_{21}|$ pour une discontinuité Spur- strip.

Une autre proposition pour réaliser un filtre coupe-bande est donnée par la figure 22, via une discontinuité spur-slot (fig. 22.a), ou une discontinuité spur-strip (fig. 22.b), avec un seul pôle par discontinuité.

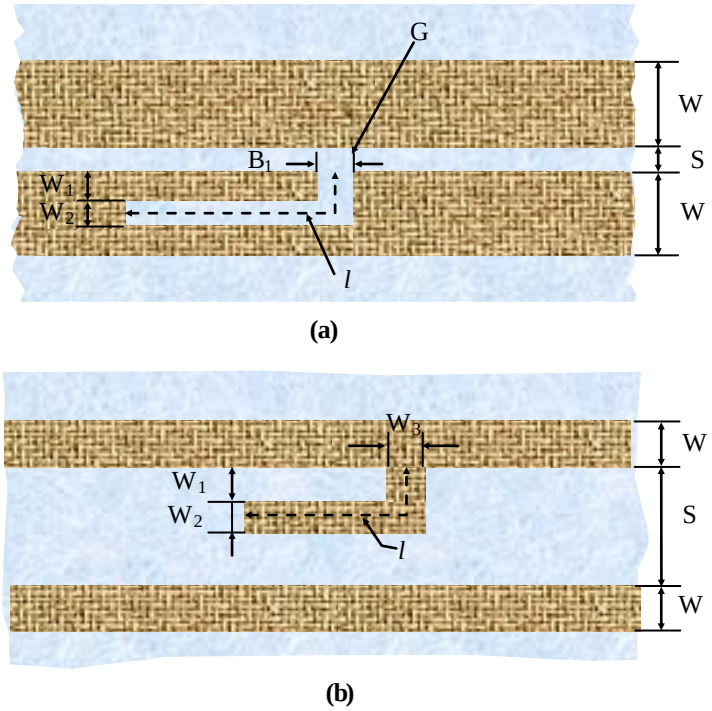


Fig. 22. Discontinuités (a) Spur-Slot, (b) Spur-Strip, dans une ligne CPS.

Nos résultats de simulation $|S_{11}|$ et $|S_{21}|$ en fonction de la fréquence (fig. 23), d'une discontinuité spur-slot de W_1=0.16mm, W_2=B_1=0.33mm et L_1=16.51mm, implantée sur une ligne CPS blindée de cavité D, ainsi que les fréquences de résonance en fonction de la longueur de slot (fig. 24) sont en parfait accord avec ceux obtenus par l'approche FDTD et les mesures de Simons et al. [18].

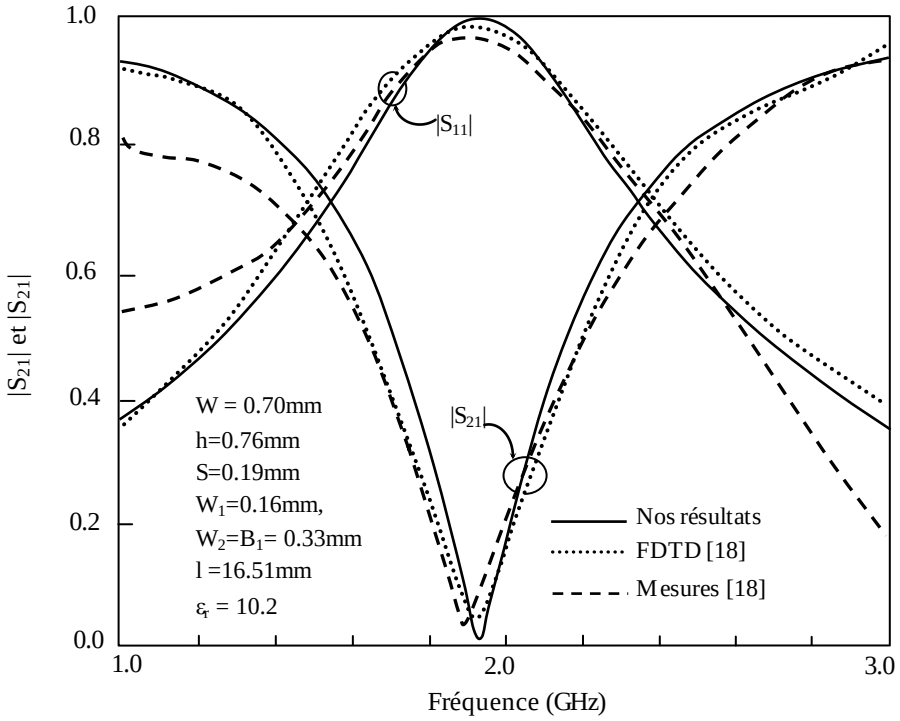


Fig. 23. Amplitudes S_{11} et S_{21} pour une discontinuité spur-slot.

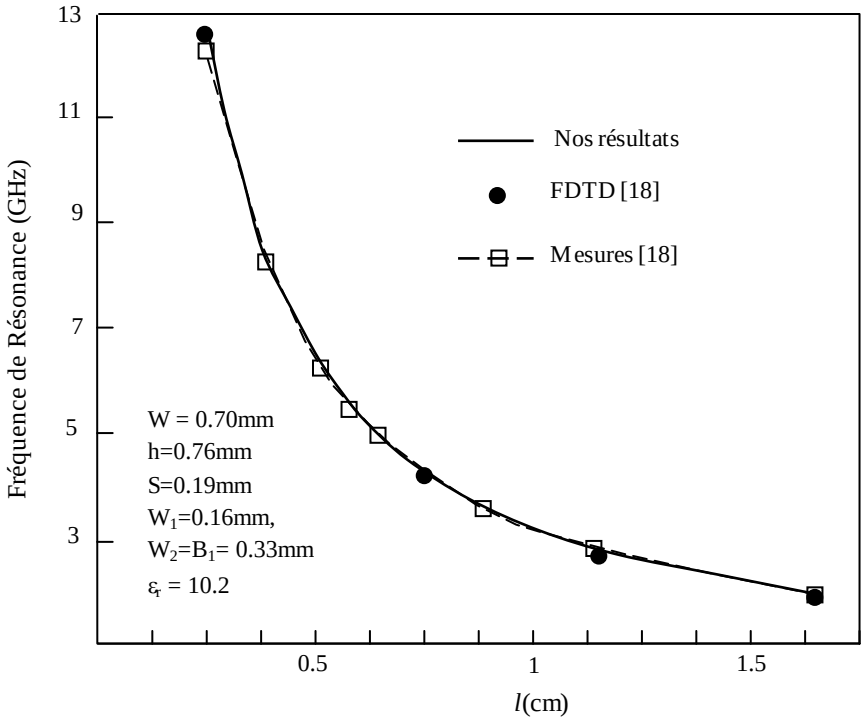


Fig. 24. Fréquence de résonance en fonction de la longueur du spur-slot.

3. Conclusion

Dans cette étude nous avons proposé un nouveau modèle théorique pour caractériser la ligne CPS monocouche ainsi que deux types de ses discontinuités : régulières (circuit ouvert, court-circuit, gap série, gap symétrique série et résonateur) et irrégulières (spur- strip et spur-slot). Deux fonctions de Green dyadiques exactes bidimensionnelles pour les lignes CPS ouvertes et blindées ont été employées avec la technique de Galerkin. La subdivision de la discontinuité en un réseau de cellules unitaires, caractérisées par leurs propres distributions longitudinales et transversales du courant, a permis le traitement d'une large classe de discontinuités irrégulières en plus des discontinuités régulières. Les résultats obtenus ont été comparés avec ceux des différentes approches et aux mesures, où une bonne concordance a été observée. Comme perspective, une fonction tridimensionnelle de Green d'un diélectrique multicouche peut être utilisée pour étudier les discontinuités régulières et irrégulières des structures MIC multicouches avec pertes.

Références

[1] P. B .Katehi, and N. G. Alexopoulaos; "Frequency-Dependent Characteristics of Microstrip Discontinuities in Millmeter-Wave Integrated Circuits", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques,* vol. 33, No. 10, Oct. 1985, pp. 1029-1035.

[2] E. H. Newman and P. Tulyathan; "Analysis of Microstrip Antennas Using Moment Method", *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. 29, No. 1, Jan. 1981, pp. 47-53.

[3] N. Dib, M. Khodier, A. Omar, "Characterization of shielded coplanar stripline (CPS) discontinuities by space domain integral equation technique", *Int. Journal of Electronics*, Vol.86, No. 12, Dec. 1999, pp. 1493–1512.

[4] L. P. Dunleavy, and L. P. B. Katehi; "A Generalized Method for Analyzing Shielded Thin Microstrip Discontinuities", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques,* Vol. 36, No. 12, Dec. 1988, pp. 1758-1766.

[5] A. Mayouf, F. Mayouf, F. Djahli, "A generalized CAD model for the full-wave modelling of microstrip line and its regular and irregular discontinuities", *Int. Journal of Numerical Modelling*, Vol. 19, No. 4, Jul. 2006, pp. 365-390.

[6] S. Laib et al. " A generalized CAD model for the full-wave modeling of Coplanar striplines discontinuities", *Int. Journal of Numerical Modelling*, Vol. 25, No. 1, Jan. 2012, pp. 82-95.

[7] Y. K. Song and C. C. Lee, "Characterization of Coplanar Strip Lines on Dielectric Boards for RF and Microwave Applications", *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, Vol. 18, 2008, pp. 76–85.

[8] W. Getsinger, "End-effects in quasi-TEM transmission lines", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 41, No. 4, Apr. 1993, pp. 666-672.

[9] A. Mayouf, F. Djahli and S. Laib, "Full-wave modeling of open end and gap discontinuities of bianisotropic coplanar stripline", *Proc. of the AMSE Int. Conf. Modeling and Simulation*, Spain, Sept. 25-27, 2000.

[10] G. Plaza, F. Mesa and M. Horno, "Study of the dispersion characteristics of planar chiral lines", *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 46, No 8, Aug. 1998, pp. 1150-1157.

[11] W. P. Harokopus and P. B. Katehi, "Characterization of microstrip discontinuities on multilayer dielectric substrates including radiation losses", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 37, N° 12, Dec.1989, pp. 2058-2066.

[12] S. G. Mao, J. Y. Ke and C. H. Chen, "Propagation characteristics of superconducting microstrip lines", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 44, N° 1, Jan. 1996, pp. 33-40.

[13] A. Mayouf and F. Djahli, "A new CAD model for the characterization of microstrip line and its discontinuities", *Int. Journal of Electronics*, Vol. 87, N° 11, Nov. 2000, pp. 1359-1383.

[14] N. Dib, "A Comprehensive Study of CAD Models of Several Coplanar Waveguide (CPW) Discontinuities", *IEE Proc. Microwaves, Antennas & Propagation*, Vol. 152, No. 2, Apr. 2005, pp. 69-76.

[15] P. Silvester and P. Benedek; "Equivalent Capacitances for Microstrip Open Circuits", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. MTT20, No. 8, Aug. 1972, pp. 511-576.

[16] K. C. Gupta, R. Garg, and I. J. Bahl; *"Microstrip Lines and Slotlines"*, Artech House, inc. 2nd edition, 1996.

[17] M. Maeda; "An Analysis of Gaps in Microstrip Transmission Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques,* Vol. 20, No 6, Jun. 1972, pp. 390-396.

[18] R. N. Simons, N. I. Dib and L. P. B. Katehi, ″Modeling of coplanar stripline discontinuities″, *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques,* Vol. 20, No. 5, May.1996, pp. 711-716.

[19] W. J. Getsinger, "End-effects in quasi-TEM transmission lines," *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques,* Vol. 41, No. 4, Apr. 1993, pp. 666-672.

[20] W. Getsinger, "Circuit Duals on planar Transmission Media", *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, 1983, pp. 154-156.

[21] K. Goverdhanam, R. N. Simons and L. P. B. Katehi, "Coplanar Stripline Components for High-Frequency Applications", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 45, No. 10, Sep. 1997, pp. 1725-1729.

Conclusion générale

Conclusion générale

Deux types de CPS (ouverte et blindée) et deux types de discontinuités (régulières et irrégulières) sont étudiés dans ce travail, à l'aide de l'approche Full-wave. A cet effet, deux différentes fonctions de Green dyadiques exactes, propres à chaque type de ligne, sont utilisées. Les systèmes d'équations intégrales obtenus sont résolus par la technique de Galerkin.

Dans une première étape nous avons proposé un nouveau modèle théorique pour la caractérisation de la ligne CPS monocouche (ouverte et blindée). Les fonctions de Green dyadiques exactes bidimensionnelles, d'un diélectrique de base métallique et d'une ligne blindée, ont été employées avec la technique de Galerkin, en ne tenant compte que de la composante longitudinale du courant de surface (selon l'axe des x). Les paramètres de caractérisation de ces deux types de CPS (la permittivité et la constante de propagation effectives) obtenus, en fonction de la fréquence, sont comparés aux résultats de la méthode quasi-statique, un bon accord a été observé surtout pour les basses fréquences.

La deuxième étape a été consacrée à la caractérisation de deux types de discontinuités régulières (circuit ouvert, court-circuit, gap série, gap symétrique série et résonateur) et irrégulières (fente et ruban transversaux). Les deux fonctions de Green dyadiques exactes bidimensionnelles (pour les Lignes blindées et ouvertes) ont été utilisées avec la technique de Galerkin. La subdivision de la discontinuité en un réseau de cellules unitaires, caractérisées par leurs propres distributions longitudinales et transversales du courant, a permis le traitement d'une large classe de discontinuités irrégulières en plus des discontinuités régulières. Les résultats obtenus ont été comparés avec ceux des différentes approches et aux mesures quand elles existent. Une bonne concordance a été observée.

Comme perspectives, nous envisageons d'abord d'inclure l'usage d'une méthodologie permettant de généraliser notre modèle théorique, pour caractériser d'autres structures MIC et leurs discontinuités. Nous envisageons ensuite de mettre au point une bibliothèque des discontinuités très riche et avec des caractéristiques bien définies, pour l'exploiter dans la conception des structures microondes optimales (déphaseurs, résonateurs, filtres…) dédiées à des applications diverses. Parmi les domaines d'application, on trouve **l'automobile** (systèmes de communications, systèmes anticollision, systèmes de péage sans arrêt du véhicule, systèmes de surveillance de routes ou de tunnels), **les transports ferroviaires** (contrôle des déplacements des trains, localisation, surveillance de vitesse), **la navigation aérienne** (différents systèmes de localisation, de communication avec les équipages ou les passagers, des systèmes de radio-altimétrie), **la télévision** (prises de vue en télévision haute définition) et **les satellites** (radiodiffusion d'images, liaisons en ondes millimétriques entre satellites, …).

Résumé

Ce travail de thèse rentre dans le cadre du développement d'un outil CAO consacré à la simulation de différentes structures de transmission MMIC (Monolithic Microwave Integrated Circuits). Notre contribution réside dans l'élaboration d'un progiciel dédié à la simulation et la caractérisation de la ligne coplanaire à microruban "CPS" et ses discontinuités.

La première partie de ce travail est consacrée à l'étude de deux types de la CPS (blindée et ouverte) et expose les résultats de caractérisation obtenus concernant la constante de propagation et la permittivité relative effectives. La deuxième partie présente une étude détaillée des discontinuités régulières et irrégulières de la ligne CPS ainsi que les résultats de validation obtenus concernant les coefficients de réflexion et de transmission en fonction des caractéristiques géométriques et électriques et de la fréquence.

Les résultats obtenus concernent la permittivité et la constante de propagation effectives des lignes "CPS" (ouverte et blindée) et les paramètres de dispersion des différentes discontinuités, en fonction de la fréquence et des données géométriques. Une comparaison avec les résultats obtenus par d'autres approches (quasi-statique et Full-wave) et avec certaines mesures est rapportée et commentée.

Mots-clés : CPS, équations intégrales, modélisation, technique de Galerkin, approche Full-wave, discontinuités..

ملخص

عمل الدكتوراه هذا يدخل في إطار تطوير أداة التصميم المدعم بالحاسوب CAO مكرسة لمحاكاة مختلف بنيات الإرسال**MIC**(الدّارات المتكاملة الميكروموجية). مساهمتنا تتمثل في تطوير برنامج محاكاة وتحديد خصائص الخطوط المتحدة المستوي ذات ميكروشريط "**CPS**"وتقطعاتها.

يخصص الجزء ا لأول من هذا العمل لدراسة نوعين من **CPS** (مصفحة ومفتوحة) ، ويعرض النتائج التي تم الحصول عليها من توصيف السماحية الفعلية و ثابت الانتشار الفعلي. و الجزء الثاني يقدم دراسة مفصلة عن نوعين من التقطّعات (منتظمة و غير منتظمة) مع إبراز نتائج التحقق المحصل عليها بشأن معاملات الانعكاس و الإرسال بدلالة التردّد و الخصائص الهندسية والكهربائية

النتائج المحصّل عليها تخص السماحية الفعلية و ثابت الانتشار الفعلي للخطوط المتحدة المستوي ذات ميكروشريط (مصفحة ومفتوحة) و معاملات الانتشار لمختلف التقطّعات بدلالة التردّد. نتائج المحاكاة و الخصائص المتحصل عليها مقارنة بالنظريات والقياسات تثبت كفاءة ودقة العمل المنجز.

المفاتيح : CPS، المعادلات التكاملية، النمذجة، تقنية Galerkin، مقاربة الموجة الكاملة، تقطّعات.

Abstract

This thesis work presents a contribution in the development of a CAD tool consecrated to the simulation of different transmission structures MIC (Microwave Integrated Circuits). Our contribution is the development of a software package dedicated to simulation and characterization of the coplanar stripline "CPS" and its discontinuities.

The first part of this work is dedicated to the study of two types of CPS (open and shielded) and presents the results of characterization obtained for the effective propagation constant and the effective permittivity. The second part presents a detailed study of regular and irregular discontinuities of the CPS and the obtained results concern the reflection and transmission coefficients as a function of the geometrical and electrical characteristics and the frequency.

The obtained results concern the effective permittivity and the effective propagation constant of the CPS lines (open and shielded) and their characteristic parameters and the dispersion parameters of the different discontinuities as function of frequency and the given geometry. A comparison of the obtained results with other approaches (quasi-static and Full-wave) and with some measurements is presented and commented.

Keywords: CPS, integral equations, modeling, Galerkin's technique, Full-wave approach, discontinuities.