

N° ordre : 2550

50376.
1999.
217

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

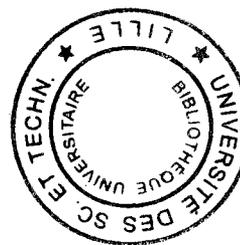
Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Electronique

Par

Lhoussain KADRI



**TECHNIQUES D'EQUATIONS INTEGRALES APPLIQUEES
A LA MODELISATION ELECTROMAGNETIQUE DE
CIRCUITS INTEGRES MICRO-ONDES EN TECHNOLOGIE
UNIPLANAIRE, EN BANDE W.**

Soutenue le 27 Septembre 1999 devant la commission d'examen

Mr M. CHIVE
Mr M. ELKADIRI
Mr P. PRIBETICH
Mr A. VANOVERSCHELDE
Mr C. LEGRAND
Mr G. DAMBRINE
Mr P. KENNIS
Mr F. HURET

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Directeur de thèse
Co-directeur de thèse

Ce travail a été réalisé à l'Institut d'Electronique et de Micro- électronique du Nord (IEMN) dirigé par Monsieur le professeur G. SALMER.

Je remercie Monsieur le Professeur M. CHIVE Directeur de l'Ecole Doctorale SPI de me faire l'honneur de présider la commission d'examen.

Je remercie sincèrement Monsieur M. ELKADIRI Professeur à l'Ecole Mohamadia d'Ingénieur (E.M.I) au Maroc et Monsieur P. PRIBETICH Professeur à l'Université de Bourgogne, pour l'honneur qu'ils me font de cautionner ce travail.

Je tiens à remercier Monsieur A.VANOVERSCHELDE Professeur à l'Institut Universitaire de Technologie de l'Université des Sciences et Technologies de Lille pour l'intérêt qu'il porte à ce travail en acceptant de participer à ce jury de thèse.

Je remercie également Monsieur C. LEGRAND Professeur à l'université de littoral qui me fait l'honneur de participer à la commission d'examen et de juger ce travail.

Je remercie Monsieur G.DAMBRINE Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille pour avoir accepté de juger ce travail au sein de la commission d'examen.

Monsieur P.KENNIS, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille a assuré la direction de ce travail. Je lui exprime toute ma reconnaissance pour l'aide qu'il a pu m'apporter, la communication qu'il a instaurée ainsi que son soutien constant.

Je tiens à remercier tout particulièrement F. HURET Maître de Conférence à l'Université du Littoral Côte d'Opale, pour le soutien efficace qu'il m'a apporté, ainsi que sa grande disponibilité à mon égard. Sa collaboration scientifique a été pour moi, un enrichissement inestimable.

J'adresse également ma reconnaissance aux membres de l'équipe « Electromagnétisme des Circuits », les Maîtres de Conférences : E. PALE CZNY,

C. SEGUINOT, J. F. LEGIER, et les Doctorants : L.B. KENMEI, P.A. FALL, M. ARIF, sans oublier M. FRYZIEL.

Je remercie Monsieur J. P. DEHORTER et Monsieur J. LEMAIRE pour la qualité et le soin qu'ils ont apporté à la reproduction de ce mémoire.

PRESENTATION GENERALE

Chapitre I : Présentation générale de la méthode des équations intégrales.

I-1 Pourquoi une Approche dans le Domaine Spectral ?	3
I-2 Méthodologie pour le calcul de la fonction dyadique de Green.	4
I-2-1 Présentation du problème.	4
I-2-2 Equation de Maxwell dans le repère (o,u,v,z).	8
I-2-2-1 Cas des modes TE/z.	8
I-2-2-2 Cas des modes TM/z.	9
I-2-3 Formalisme des lignes de transmission.	10
I-3 Illustration de la méthode des moments –Etude d’une structure du type Microruban.	15
I-3-1 L’équation intégrale électrique.	15
I-3-2 Expression de la fonction dyadique de Green dans l’espace transformé de Fourier.	17
I-3-3 Application d’une méthode des moments, la méthode de Galerkin.	22
I-3-4 Calcul des termes de réactions.	24
I-4 Application à la caractérisation de discontinuité.	27
I-5 Nécessité d’un post-traitement.	30
I-6 Supériorité de la méthode de la « Matrix Pencil ».	33
I-7 Conclusion.	37
Bibliographie du chapitre I.	38

Chapitre II : Formulation intégrale mixte (électrique-magnétique) pour l'étude de structures multiniveaux :

II-1	Introduction	45
II-2	Equation intégrale magnétique pour l'analyse de structures coplanaires.	47
II-2-1	Présentation du modèle retenu.	47
II-2-2	Expression des fonctions de Green.	51
II-2-3	Application de la méthode des moments	54
II-2-4	Comparaison entre les formulations intégrales électrique et magnétique pour l'étude de lignes coplanaires.	56
II-2-5	Extension du concept de terminaisons adaptées numériques pour l'étude de discontinuités entre lignes coplanaires.	59
II-2-5-1	Principe de la méthode	59
II-2-5-2	Propriété de convergence de la Terminaison Adaptée Numérique Magnétique.	62
II-2-6	Validation du code de calcul intermédiaire par la caractérisation de discontinuités entre lignes coplanaires.	64
II-2-6-1	Méthodologie pour la détermination des paramètres de transfert.	64
II-2-6-2	Ligne coplanaire en circuit ouvert.	70
II-2-6-3	Ligne coplanaire en court circuit	70
II-2-6-4	Discontinuité de deux lignes fentes.	73
II-2-6-5	Simulation d'un stub coplanaire.	76
II-3	Formulation intégrale mixte (électrique- magnétique) pour l'étude de structures multiniveaux	77

II-3-1 Principe.	77
II-3-2 Calcul des fonctions de Green.	79
II-3-2-1 Calcul des termes $\tilde{G}_{HJ}^{a\ xx}$, $\tilde{G}_{HJ}^{a\ xy}$, $G_{HJ}^{a\ yx}$, $G_{HJ}^{a\ yy}$.	79
II-3-2-2 Calcul des termes $\tilde{G}_{EM}^{a\ xx}$, $\tilde{G}_{EM}^{a\ xy}$, $G_{EM}^{a\ yx}$, $G_{EM}^{a\ yy}$.	83
II-3-3 Application de la méthode des moments	86
II-3-4 Validation par l'étude de transitions entre une ligne coplanaire et une ligne microruban.	87
II-3-5 Etude d'une fente réalisée au sein du plan de masse d'une ligne microruban. Comparaison théorie-expérience.	92
II-4 Conclusion.	94
Bibliographie	98

Chapitre III : Application de la méthode des équations intégrales à l'étude de structure 3D.

III-1 Introduction.	105
III-2 Formulation intégrale pour l'analyse de structures 3D.	107
III-2-1 Présentation du modèle retenu	107
III-2-2 Expression des fonctions de Green	112
III-2-2-1 Fonction de Green associée à une source de courant électrique placée entre 0 et h1.	113
III-2-2-1-a Fonction de Green $\tilde{G}_{HJ_z}^{xz}$, $\tilde{G}_{HJ_z}^{yz}$.	113
III-2-2-1-b Fonction de Green $\tilde{G}_{EJ_z}^{xz}$, $\tilde{G}_{EJ_z}^{yz}$.	116
III-2-2-1-c Fonction de Green $\tilde{G}_{E_z I_z}^{zz}$.	117

III-2-2-2	Les fonctions de Green associées aux sources de courants	
	Horizontales.	120
III-2-2-2-a	Les fonctions de Green associées à une source de	
	Courant placée à l'interface $z=0$	120
III-2-2-2-b	Les fonctions de Green associées à une source de	
	Courant placée à l'interface $z=h_1$	123
III-3	Les fonctions de base	124
III-4	Résolution des équations intégrales	127
III-5	Calcul des termes de réactions	130
III-6	Etude d'une ligne coplanaire enjambée par un pont à air.	133
III-7	Etude d'une ligne coplanaire suspendue.	136
III-8	Etude d'une transition ligne coplanaire-ligne microruban.	140
III-9	Conclusion	142
	Bibliographie	143

Chapitre IV : Etude de discontinuités coplanaires en bande W-influence du coplage parasite entre modes.

IV-1	Introduction.	149
IV-2	Notion de paramètres S généralisés.	149
IV-3	Terminaison Adaptée Numérique Multimode.	152
	IV-3-1 Principe.	152
IV-4	Discontinuités asymétriques entre une ligne microruban et coplanaire.	163
IV-5	Discontinuités asymétriques entre deux lignes coplanaires en bandes V et W.	169
	IV-5-1 Le contexte de l'étude.	169
	IV-5-2 Modèle quatre ports de la discontinuité et démarche retenue.	170
	IV-5-3 Simulation de jonctions coplanaires en T.	177

IV-5-4 Estimation des performances des ponts à air en bande W.	181
IV-6 Conclusion et perspectives de l'étude.	184
Bibliographie	186
Conclusion générale	191
Bibliographie personnelle	195

Introduction générale.

Les progrès constants de la technologie en terme de densité d'intégration font qu'il est d'ores et déjà possible de réaliser des systèmes micro-ondes totalement intégrés, y compris en gamme millimétrique, voir au delà.

En corollaire, une conception maîtrisée d'un circuit intégré à haute densité d'intégration nécessite, de nos jours, une première phase d'optimisation de la topologie du prototype. La réussite de cette étape est naturellement conditionnée par l'efficacité du logiciel de simulation utilisé afin de prédire les performances du circuit.

Compte tenu des phénomènes physiques mis en jeu, les concepteurs de circuits sont généralement contraints d'utiliser des modèles électriques issus d'une analyse électromagnétique rigoureuse ou directement celle-ci, en tenant compte des effets induits par une fréquence élevée des signaux. Parmi les nombreux phénomènes devant être pris en considération, sans prétendre être exhaustif, nous citerons les couplages localisés ou distribués entre les éléments du circuit, les problèmes de rayonnement ou au contraire les phénomènes de résonance.

Par ailleurs, les logiciels de simulation électromagnétique permettent l'accession à des informations difficilement mesurables. Cette vision des phénomènes électromagnétiques induits par le circuit, facilite leur compréhension et par voie de conséquence, leur maîtrise. Cette caractéristique contribue largement à la popularité de ce type de logiciel.

Enfin, l'essor du domaine de la simulation électromagnétique, observé ces dernières années, est à relier étroitement à la spectaculaire progression des performances des calculateurs. Les capacités accrues des mémoires disponibles aujourd'hui et l'augmentation des fréquences d'horloge des microprocesseurs, autorisent les concepteurs de codes de simulation électromagnétique, et par conséquent, les utilisateurs, à travailler avec des ordinateurs de bureau.

Ce dernier point a naturellement contribué à l'évolution des méthodes d'analyses électromagnétiques des circuits intégrés. Des approches essentiellement numériques se sont développées. L'approche analytique associée à ces méthodes, ne symbolise plus à elle seule, toute la

difficulté du développement du code, comparativement à l'application des processus numériques. Le problème est, ainsi, appréhendé de façon générale afin que l'étude de structures diverses puisse se faire sans modification du programme. On conçoit facilement que cette stratégie s'applique aux logiciels de simulation électromagnétique commercialisés, dont le nombre s'est accru considérablement ces dernières années. Pour illustrer notre propos, une liste non exhaustive est présentée ci-dessous.

<i>COMPAGNIE</i>	<i>PRODUIT</i>	<i>CARACTERISTIQUE</i>
HP- Eesof (version 5) Ansoft	HFSS	Eléments finis
VectorFields	Opera/Soprano	Eléments finis
Infolytica	FullWave	Eléments finis
IRCOM CEDRAT	Flux 3D	Eléments finis
HP-Eesof	Momentum	Equations intégrales
Compact Software	Explorer	Equations intégrales
ZelandSoftware	IE3D	Equations intégrales
Nittany	Nec-win	Equations intégrales
IPSIS	Saphir	Equations intégrales
REMCOM Inc.	XFDTD	FDTD
ZelandSoftware	Fidelity	FDTD
EMA	EMA3D	FDTD
Sonnet	Micro-stripes	TLM

Tableau 1 :Exemples de simulateurs électromagnétiques commercialisés.

Les méthodes les plus utilisées pour le développement de ces logiciels commerciaux sont respectivement, la méthode des éléments finis et la technique des équations intégrales (également appelée méthode des moments) lorsque l'étude s'opère dans le domaine fréquentiel, la méthode des différences finies et la méthode TLM travaillant dans le domaine temporel. Bien que n'apparaissant

pas dans ce tableau, nous citerons également la méthode des lignes qui suscite de nombreuses publications dans les revues scientifiques.

A la seule vue de ce tableau, on pourrait imaginer que le domaine de la simulation des phénomènes électromagnétiques, pour l'étude et la réalisation de circuits intégrés, est totalement maîtrisé. Cette vision des choses peut encore de nos jours être fortement contestée.

D'une part, malgré l'évolution des matériels informatiques, les diminutions des ressources (temps de calcul et espace mémoire) nécessaires à ces outils de simulations généralistes, restent des sujets d'actualité et justifient encore de nombreux travaux. De plus, la compacité recherchée pour les futurs circuits intégrés micro-ondes renforce ce constat, car elle n'autorise plus une étude basée sur la segmentation d'un circuit. Une telle démarche négligerait en effet les couplages éventuels entre les interconnexions ou les discontinuités élémentaires.

D'autre part, une étude comparative entre plusieurs logiciels commercialisés, met en exergue une dispersion sensible des résultats [1]. Ce dernier point justifie que l'on procède encore au développement d'outils de simulation en recherchant bien évidemment, la précision et la fiabilité des résultats.

Les motivations que nous venons de présenter sont confortées lorsque nous abordons le domaine des fréquences millimétriques et submillimétriques. Les quatre méthodes précitées présentent comme similitude, la division en éléments discrets des structures étudiées. La diminution de la longueur d'onde entraîne naturellement une plus grande finesse de cette discrétisation afin de traduire correctement les phénomènes de propagation et de couplage des ondes électromagnétiques.

En restant dans le domaine des circuits intégrés micro-ondes, une autre motivation nous incite à optimiser nos méthodes d'analyse électromagnétique ; il s'agit de la maîtrise des phénomènes de couplage et conversion intermodales.

L'augmentation de la compacité des circuits induit généralement des changements de direction des supports de propagation. En technologie coplanaire, la rupture de l'axe de symétrie de cette ligne

peut générer un mode fente parasite. Le filtrage de ce mode nécessite l'utilisation de ponts à air [2]. Une conception maîtrisée des circuits intégrés uniplanaires impose que l'on soit en mesure de juger de l'efficacité de ces filtres de modes. De nos jours, nous ne pouvons pas procéder à cet examen par une caractérisation expérimentale des dispositifs. En effet, les mesures des performances des circuits coplanaires sont généralement menées sous pointes. Ces dispositifs court-circuitent inmanquablement les plans de masse latéraux de la ligne coplanaire. En d'autres termes, un « immense » pont à air filtre le mode fente si toutefois celui-ci doit être présent. Par conséquent cette information (la présence de ce mode parasite) n'est pas disponible, cela peut conduire à un mauvais fonctionnement du circuit après la mise en boîtier.

Notre idée consiste à utiliser à la place de cette procédure expérimentale une phase de simulation électromagnétique apte à juger de l'efficacité des ponts à air.

Cependant, les différents accès des circuits sont généralement considérés monomode par les logiciels de simulation électromagnétique commercialisés. Il convient de palier à cette lacune afin d'être en mesure de juger de l'efficacité des filtres de modes. Il s'agit d'étendre en toute sécurité leur utilisation en gamme millimétrique et au delà.

Après avoir décrit en quelques mots nos motivations et objectifs, voyons à présent, quels sont les outils que nous avons développés et la démarche que nous avons adoptée.

La méthode des équations intégrales ne nécessite que la discrétisation de la surface des objets métalliques (ou diélectriques comme nous le verrons ultérieurement). Par ailleurs, une telle approche incorpore naturellement une analyse des ondes de surface, des pertes par rayonnement et les effets d'un substrat multicouche isolant ou semi-conducteur. Ces propriétés constituent des avantages non négligeables de cet outil de simulation par rapport aux trois autres méthodes. En effet, elles nécessitent le calcul des champs dans tout l'espace géométrique et nous obligent à simuler des conditions aux limites particulières, telle que la notion de parois absorbantes.

A la seule énumération de ses spécificités, nous sommes en mesure d'espérer que la méthode des équations intégrales puisse répondre à nos exigences en matière de diminution des temps calcul et de l'espace mémoire prérequis. Cette potentialité n'est envisageable qu'au prix d'un développement analytique conséquent. Développement, qui nous permet de traduire l'ensemble des phénomènes physiques que nous venons de présenter succinctement, en repoussant l'application des processus numériques dans une phase ultime de la description du problème.

Dans un souci d'objectivité, il convient, à ce stade de notre exposé, de préciser cependant les limitations de cette outil d'analyse et les hypothèses retenues.

Les limitations essentielles de cette méthode ont trait au fait que la prise en compte de métallisations d'épaisseur finie, ne peut être envisagée qu'au prix d'un alourdissement de la méthode, qui grève ainsi fortement ses avantages initiaux [3]. De plus, il n'est possible de prendre en compte des métallisations de conductivité finie que de façon approchée, par le biais de la notion d'impédance de surface [4]. Dans un souci de clarté, il ne sera pas fait allusion, dans ce document, à l'ensemble des travaux que l'équipe Electromagnétisme des Circuits a également mené dans ce domaine [5].

Pour compléter le recensement des limitations de la méthode des équations intégrales, il convient de préciser également que les couches diélectriques ou semi-conductrices, constituant le substrat sont planes et homogènes. Elles peuvent cependant présenter des propriétés d'anisotropie. Cette limitation peut aussi être levée au prix d'un alourdissement conséquent des phases analytique et numérique [6].

Enfin, tout dispositif, tout circuit intégré, présente évidemment des dimensions finies. En particulier, le plan de masse et le substrat diélectrique sont nécessairement bornés. Cependant, si les limites du circuit sont placées à des distances grandes comparativement aux dimensions du dispositif étudié, cette inhomogénéité peut être négligée. D'un point de vue mathématique, cela revient à étendre à l'infinie le substrat et le plan de masse, hypothèse retenue lors du développement de la technique des équations intégrales.

Après avoir sérieusement les avantages et les limitations de la techniques des équations intégrales, il nous a semblé opportun de persévérer dans le développement de celle-ci, afin de répondre aux exigences du cahier des charges que nous avons préalablement dressé.

Les travaux résumés dans ce manuscrit, concernent les « *Techniques d'équations intégrales appliquées à la modélisation électromagnétique de circuits intégrés micro-ondes en technologie uniplanaire, en bande W* ».

En conséquence, le plan de mon mémoire s'articule autour des points suivants :

Dans une première partie, nous présenterons brièvement la technique des équations intégrales, afin de préciser les notations que nous emploierons dans la suite de notre exposé. Nous l'appliquerons pour cela, à l'étude d'une structure élémentaire du type microruban. Cette partie nous permettra de présenter les travaux initialement menés sur ce sujet au sein de l'équipe Electromagnétisme des Circuits.

Les parties suivantes concernent les modifications que j'ai personnellement apportées à la méthode afin d'atteindre les objectifs présentés précédemment. La simulation de ponts à air nécessite que l'on soit en mesure de décrire des métallisations dans les trois directions de l'espace. Nous avons par conséquent étendu le champ d'applications du logiciel (initialement 2D) aux structures « du type 3D ». Les solutions et la démarche retenues sont présentées dans les deuxième et troisième chapitres.

Enfin, dans un dernier chapitre, le code de calcul, optimisé et validé, est employé afin d'évaluer l'aptitude des ponts à air réalisés à l'IEMN à filtrer le mode fente parasite au niveau de discontinuités asymétriques entre lignes coplanaires, en bandes V et W.

Une conclusion, reprenant les points essentiels de nos travaux, termine ce manuscrit.

Bibliographie de l'introduction générale.

- [1] **D. SANCHEZ-HERNANDEZ, U. KARACAOGLU, T. GOKDEMIR, A. H. KHALID, A. REZAZADEH, M. FERRANDO, E. REYES, I. D. ROBERTSON.**
« CAD techniques for the electromagnetic design of monolithic millimetre wave integrated circuits ».
Ann. Télécom., vol. 52, n° 3-4, pp. 164-173, 1997.
- [2] **N. I. DIB, M. GUPTA, G. E. PONCHAK, L. P. B. KATEHI.**
« Characterization of Asymmetric Coplanar Waveguide Discontinuities ».
IEEE Trans. On MTT, vol. 41, pp. 1549-1558, september 1993.
- [3] **M. GIMERSKY, J. BORNEMANN.**
« A Modified Method-of-Moments Technique For the Full-Wave Analysis of Imperfect Conductors on Lossy and Finite-Extend Substrates ».
1996 IEEE MTT-S Digest, pp715-718.
- [4] **E. PALECZNY.**
« Modélisation des pertes métalliques par le méthode du raccordement de modes : Application aux lignes planaires utilisées en technologie monolithique micro-onde ».
Thèse de Doctorat de l'Université de Lille1, septembre 1992.
- [5] **L. B. KENMEI.**
« Elaboration d'un code de calcul à éléments finis : Application aux circuits MMIC ».
Thèse de Doctorat de l'Université de Lille1, à paraître, septembre 1999.
- [6] **STEPHANE. BELINE.**
« La Technique des Equations Intégrales Volumiques : Application à des Antennes de dimensions finies. »
Thèse de Doctorat de l'Institut National Des Sciences Appliquées de Rennes, 3 Décembre 1996.

Premier Chapitre

« Présentation générale de la méthode des équations intégrales »

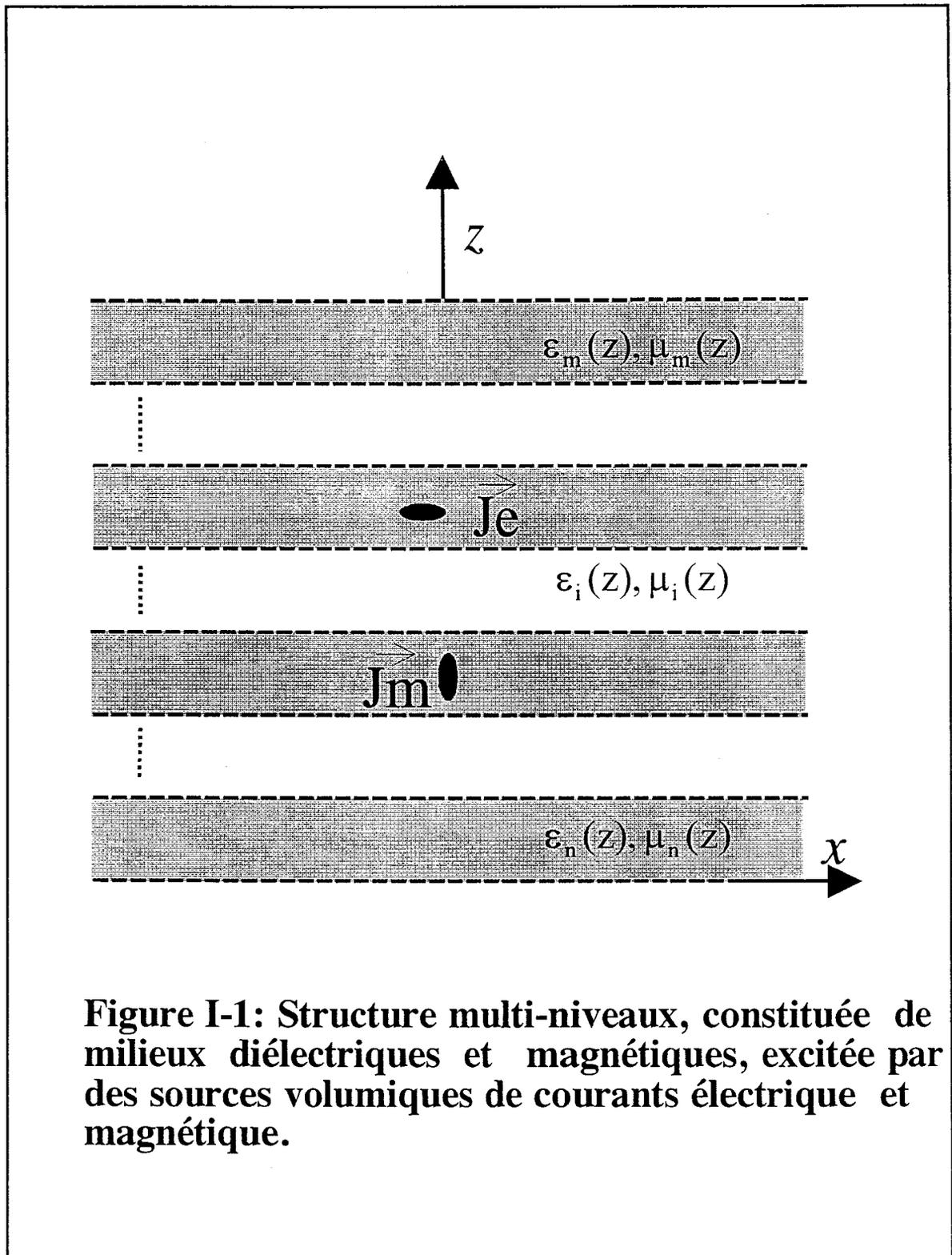


Figure I-1: Structure multi-niveaux, constituée de milieux diélectriques et magnétiques, excitée par des sources volumiques de courants électrique et magnétique.

I Présentation générale de la méthode des équations intégrales :

I-1 Pourquoi une Approche dans le Domaine Spectral ? :

La technique des équations intégrales, associée à la méthode des moments, a depuis longtemps démontré ses potentialités pour l'analyse électromagnétique des structures planaires [1] [2]. Les travaux que nous résumons dans cet exposé de synthèse, constituent sur bien des points, la suite logique des travaux menés dans le cadre de leur thèse d'Université par C. Delabie, J. F. Carpentier et P. Pannier, sous la responsabilité du Professeur P. Kennis [3] [4][5].

En résumé, cette méthode consiste en la résolution électromagnétique rigoureuse des équations de Maxwell, en présence des conditions aux limites adéquates, dans une structure donnée et pour une excitation donnée. Elle résulte finalement dans la seule détermination des densités de courants électriques et/ou magnétiques [5][6][7][8], réels et/ou fictifs, induits dans la structure.

Afin d'illustrer notre propos, considérons une structure multiniveaux, présentée figure 1, dont le substrat présente une inhomogénéité unidimensionnel, dans la direction oz.

Le champ électromagnétique est généré par la présence de sources de courants électrique \vec{J}_e et magnétique \vec{J}_m . L'efficacité de la méthode est fortement conditionnée par la précision avec laquelle sont calculées les fonctions de Green dyadiques reliant les champs électrique et magnétique à ces sources de courants.

En exprimant le champ électromagnétique dans le domaine géométrique, la détermination des fonctions de Green des potentiels vecteur et scalaire fait appel à la théorie des milieux stratifiés de Sommerfeld. Elles nécessitent le calcul d'intégrales dites de Sommerfeld [9][10]. La détermination précise de ces intégrales nécessite l'utilisation de techniques numériques performantes qui alourdissent considérablement l'ensemble du processus numérique. Par

ailleurs, cette étape primordiale dans l'accomplissement des simulations suscite encore de nos jours des travaux [11].

En exprimant les champs dans le domaine spectral, les propriétés de la transformé de Fourier nous autorisent un calcul analytique des fonctions de Green sans engendrer, par conséquent, des incertitudes supplémentaires inhérentes à toute estimation numérique d'intégrales. De plus, l'étude des discontinuités se satisfait de la seule détermination des courants électriques ou magnétiques et n'exige pas de retour dans l'espace géométrique réel. Ce constat justifie que l'Approche dans le Domaine Spectral soit très populaire pour l'étude des discontinuités de lignes planaires. Au contraire, le calcul des fonctions de Green, donc les champs, dans l'espace géométrique est généralement employé à l'origine pour l'étude d'éléments rayonnants où l'estimation du diagramme de rayonnement des antennes impose la détermination du champ électromagnétique dans l'espace réel [12].

I-2 Méthodologie pour le calcul de la fonction dyadique de Green :

I-2-1 Présentation du problème :

Le calcul des fonctions de Green est loin d'être trivial. Le maximum de la complexité est atteint lorsque des sources de courants volumiques (et non surfaciques) doivent être prises en compte. Cet impératif impose le calcul des fonctions de Green associées à des dipôles de courants unités horizontaux et verticaux [13].

Le champ électromagnétique induit au sein du milieu stratifié, présenté figure I-1, par les densités de courants électriques $\vec{J}_e(\vec{r})$ et magnétique $\vec{J}_m(\vec{r})$, est déterminé directement à partir des équations de Maxwell, et en appliquant les conditions aux limites imposées par la structure

d'étude, telle que la condition de rayonnement de Sommerfeld, ainsi que les conditions de continuité du champ électromagnétique aux différents interfaces.

En présence de sources de courant électriques $\vec{J}_e(\vec{r})$ et magnétique $\vec{J}_m(\vec{r})$, les équations de Maxwell peuvent être présentées sous la forme suivante [14] :

$$\begin{aligned}
 \nabla \times \vec{E}(\vec{r}) &= -j\omega\mu_0\mu(\vec{r})\vec{H}(\vec{r}) - \vec{J}_m(\vec{r}) \\
 \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) &= j\omega\varepsilon_0\varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}) + \vec{J}_e(\vec{r}) \\
 \nabla \cdot [\varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r})] &= -\frac{\nabla \cdot \vec{J}_e(\vec{r})}{j\omega\varepsilon_0} \\
 \nabla \cdot [\mu(\vec{r})\vec{H}(\vec{r})] &= -\frac{\nabla \cdot \vec{J}_m(\vec{r})}{j\omega\mu_0}
 \end{aligned} \tag{I-1}$$

Le courant magnétique $\vec{J}_m(\vec{r})$ est généralement qualifié de courant fictif. L'utilisation de ce courant ainsi défini permet une symétrisation des équations de Maxwell, comme l'attestent les relations ci-dessus (I-1).

Les champs électrique et magnétique sont exprimés en fonction des sources de densités de courants par les relations intégrales suivantes :

$$\begin{aligned}
 \vec{E}(\vec{r}) &= \int_V \overline{\overline{G}}_{EJ}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}_e(\vec{r}') d\vec{r}' + \int_V \overline{\overline{G}}_{EM}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}_m(\vec{r}') d\vec{r}' \\
 \vec{H}(\vec{r}) &= \int_V \overline{\overline{G}}_{HM}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}_m(\vec{r}') d\vec{r}' + \int_V \overline{\overline{G}}_{HJ}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}_e(\vec{r}') d\vec{r}'
 \end{aligned} \tag{I-2}$$

où $\overline{\overline{G}}_{EJ}$, $\overline{\overline{G}}_{EM}$ sont les fonctions dyadiques de Green du champ électrique associées respectivement aux densités de courants électrique et magnétique et $\overline{\overline{G}}_{HM}$, $\overline{\overline{G}}_{HJ}$ sont les fonctions dyadiques de Green du champ magnétique associées respectivement aux densités de

courants magnétique et électrique. $\vec{r} = x\hat{x} + y\hat{y} + z\hat{z}$ où x , y et z représentent les coordonnées du « point d'observation ». $\vec{r}' = x'\hat{x} + y'\hat{y} + z'\hat{z}$ où x' , y' et z' représentent les coordonnées du « point source ». V désigne le volume délimitant les sources.

Nous rappelons que l'équation d'Helmholtz pour le champ électromagnétique $[\vec{E}, \vec{H}]_i$ dans le milieu noté i de la structure présentée figure 1, milieu considéré linéaire homogène et isotrope, s'écrit :

$$\nabla^2 [\vec{E}, \vec{H}]_i + k_i^2 [\vec{E}, \vec{H}]_i = 0 \text{ avec } k_i^2 = \omega^2 \epsilon_i \mu_i \quad (\text{I-3})$$

Dans l'espace transformé de Fourier, cette équation devient :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k_x^2 - k_y^2 + k_i^2 \right] \begin{bmatrix} \tilde{\vec{E}}(k_x, k_y, z) \\ \tilde{\vec{H}}(k_x, k_y, z) \end{bmatrix}_i = 0 \quad (\text{I-4})$$

Le champ électromagnétique dans l'espace réel étant exprimé de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} \vec{H}(\vec{r}, \vec{r}') \\ \vec{E}(\vec{r}, \vec{r}') \end{pmatrix}_i = \frac{1}{(2\pi)^2} \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \begin{pmatrix} \tilde{\vec{H}}(k_x, k_y, z, z') \\ \tilde{\vec{E}}(k_x, k_y, z, z') \end{pmatrix}_i \cdot e^{-j(\vec{k}_t \cdot \vec{\rho} - j\gamma_i(z-z'))} \cdot d\vec{k}_t \quad (\text{I-5})$$

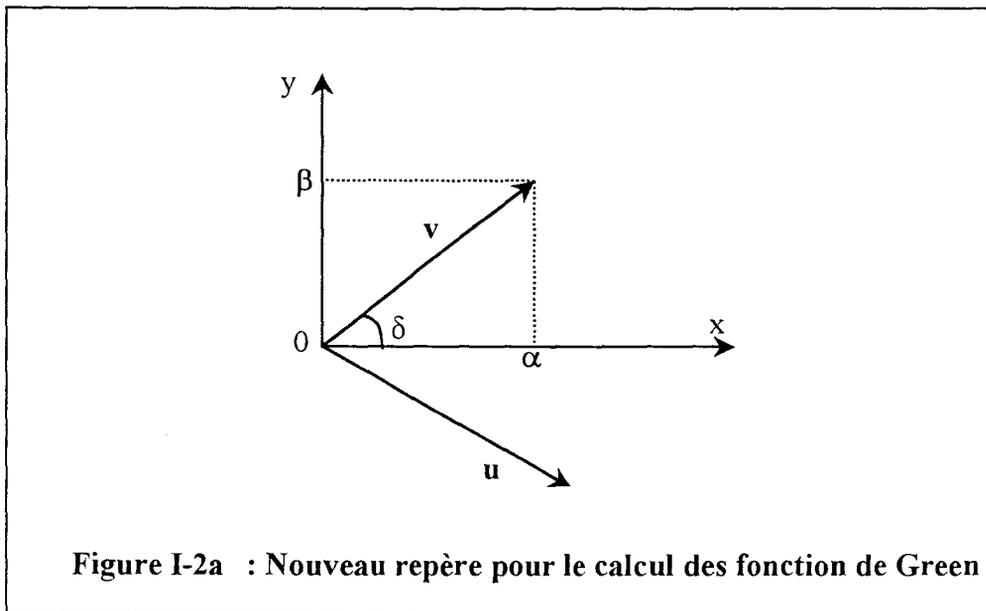
où $\vec{\rho}$ évoque le vecteur transverse ; $\vec{\rho} = (x - x') \cdot \hat{x} + (y - y') \cdot \hat{y}$, \vec{k}_t symbolise le vecteur d'onde transverse ; $\vec{k}_t = k_x \cdot \hat{x} + k_y \cdot \hat{y}$. Cette expression traduit une superposition d'ondes inhomogènes se propageant dans une direction définie par le vecteur :

$$\vec{k}_i = k_x \cdot \hat{x} + k_y \cdot \hat{y} - j\gamma_i \cdot \hat{z} \quad (\text{I-6})$$

Où \hat{x} , \hat{y} , \hat{z} sont les vecteurs unités suivant les trois directions.

Les équations de Maxwell exprimées dans le domaine spectral et appliquées aux transformées de Fourier des fonctions de Green sont façonnées sous une forme équivalente aux équations des lignes de transmission. Les fonctions de Green dans le domaine spectral sont ainsi obtenues en utilisant un modèle de ligne de transmission équivalente, selon la direction oz ,

aussi simplement qu'un calcul de tension et courant le long de cette ligne[14][15]. Cette démarche nécessite que l'on puisse décomposer le champ électromagnétique $[\vec{E}, \vec{H}]_i$ dans chaque milieu de la structure considérée (figure I-1) en une somme d'onde TE/z et TM/z se propageant dans la direction donnée par le vecteur \vec{k}_i . Pour satisfaire à cette condition, après avoir remarqué que le champ magnétique tangent au plan $[x, y]$ dans le cas d'une onde TE/z (respectivement le champ électrique tangent dans le cas d'une onde TM/z) est colinéaire au vecteur \vec{k}_t , nous effectuons le changement de repère (O, x, y, z) dans (O, u, v, z) décrit par le biais de la figure I-2a.



Les coordonnées u et v s'expriment en fonction des coordonnées x et y de la façon suivante :

$$\begin{aligned} u &= x \sin \delta - y \cos \delta \\ v &= x \cos \delta + y \sin \delta \end{aligned} \quad (I-7)$$

Dans ce nouveau repère, les équations de Maxwell peuvent être façonnées sous une forme similaire aux équations des lignes de transmission. Etape que nous allons résumer à présent.

I-2-2 Equations de Maxwell dans le repère (0,u,v,z):

I-2-2-1 Cas des ondes TE/z :

Dans le cas d'une onde TE/z, seules les composantes E_u , H_v , H_z sont différentes de zéro. Dans le repère (O,u,v,z), l'équation de Maxwell-Faraday s'écrit alors :

$$-j\omega\mu_0\tilde{\tilde{H}}_v(\vec{k}_t, z) = -\gamma_i\tilde{\tilde{E}}_u(\vec{k}_t, z) \quad (I-8)$$

On définit alors l'admittance d'onde Y_{TEi} , relatif au milieu i, comme le rapport :

$$Y_{TEi} = -\frac{\tilde{\tilde{H}}_v(\vec{k}_t, z)}{\tilde{\tilde{E}}_u(\vec{k}_t, z)} = -\frac{\gamma_i}{j\omega\mu(z)} \quad (I-9)$$

Après avoir effectué les simplifications provoquées par la nature des modes étudiés, les équations de Maxwell, développées dans le domaine spectral, aboutissent aux relations suivantes :

$$\frac{\partial\tilde{\tilde{E}}_u(\vec{k}_t, z)}{\partial z} = -j\omega\mu(z)\tilde{\tilde{H}}_v(\vec{k}_t, z) - \tilde{\tilde{J}}_{mv}(\vec{k}_t, z) \quad (I-10)$$

$$\tilde{\tilde{H}}_z(\vec{k}_t, z) = \frac{-k_t}{\omega\mu(z)}\tilde{\tilde{E}}_u(\vec{k}_t, z) \quad (I-11)$$

$$\frac{\partial \tilde{\tilde{H}}_v(\vec{k}_t, z)}{\partial z} = j \left(\frac{k_t^2 - \omega^2 \cdot \varepsilon(z) \cdot \mu(z)}{\omega \cdot \mu(z)} \right) \tilde{\tilde{E}}_u(\vec{k}_t, z) - \tilde{\tilde{J}}_{eu}(\vec{k}_t, z) \quad (I-12)$$

avec :

$$k_t = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \quad (I-13)$$

Nous allons à présent procéder de la sorte en considérant les modes du type TM/z.

I-2-2-2 Cas des ondes TM/z :

Dans le cas d'une onde TM/z, seules les composantes H_u , E_v , E_z sont différentes de zéro. Dans le repère (O,u,v,z), l'équation de Maxwell-Ampère s'écrit alors :

$$j \cdot \omega \cdot \varepsilon(z) \cdot \tilde{\tilde{E}}_v(\vec{k}_t, z) = -\gamma_i \tilde{\tilde{H}}_u(\vec{k}_t, z) \quad (I-14)$$

On définit alors l'admittance d'onde Y_{TMi} , relatif au milieu i, comme le rapport :

$$Y_{TMi} = \frac{\tilde{\tilde{H}}_u(\vec{k}_t, z)}{\tilde{\tilde{E}}_v(\vec{k}_t, z)} = -\frac{j \cdot \omega \cdot \varepsilon(z)}{\gamma_i} \quad (I-15)$$

En développant les équations de Maxwell dans le domaine spectral, nous obtenons les relations suivantes :

$$-\frac{\partial \tilde{\tilde{E}}_v(\vec{k}_t, z)}{\partial z} = j \cdot \left(\frac{k_t^2 - \omega^2 \cdot \varepsilon(z) \cdot \mu(z)}{\omega \cdot \varepsilon(z)} \right) \cdot \tilde{\tilde{H}}_u(\vec{k}_t, z) - \frac{k_t}{\omega \cdot \varepsilon(z)} \tilde{\tilde{J}}_{ez}(\vec{k}_t, z) - \tilde{\tilde{J}}_{mu}(\vec{k}_t, z) \quad (I-16)$$

$$\frac{\partial \tilde{\tilde{H}}_u(\vec{k}_t, z)}{\partial z} = j.\omega.\varepsilon(z).\tilde{\tilde{E}}_v(\vec{k}_t, z) + \tilde{\tilde{J}}_{ev}(\vec{k}_t, z') \quad (I-17)$$

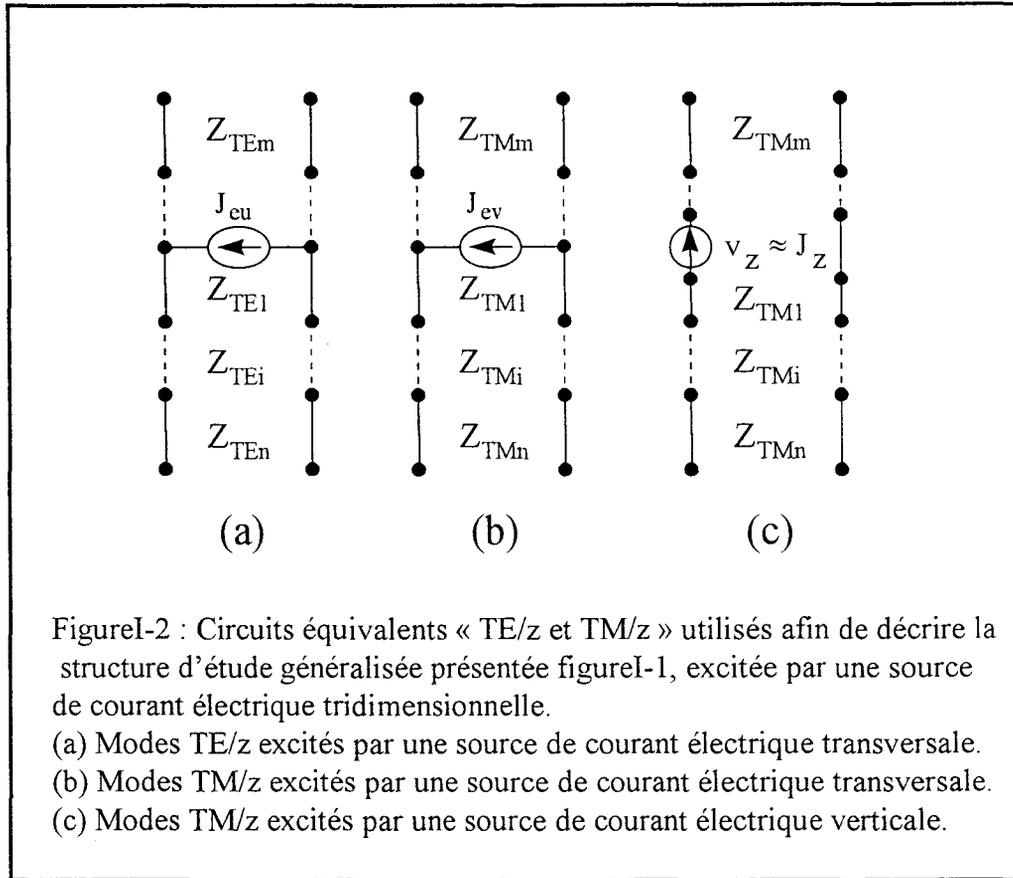
$$\tilde{\tilde{E}}_z(\vec{k}_t, z) = \frac{k_t}{\omega.\varepsilon(z)}.\tilde{\tilde{H}}_u(\vec{k}_t, z) - \frac{1}{j.\omega.\varepsilon(z)}.\tilde{\tilde{J}}_{ez}(\vec{k}_t, z') \quad (I-18)$$

L'ensemble de ces équations peuvent être identifiées aux équations dites, « équations des lignes de transmissions ». Ainsi, notre structure d'étude généralisée peut être schématisée par une succession de tronçons de ligne de propagation dont les propriétés sont schématisées par les admittances d'ondes Y_{TEi} et Y_{TMi} . Nous allons, à présent rappeler ce formalisme des lignes de transmission [16][17]. Nous serons alors capable, par identification, de calculer les fonctions de Green recherchées, de façon similaire aux calculs de tension et courant le long de cette ligne équivalente.

I-2-3) Formalisme des lignes de transmission :

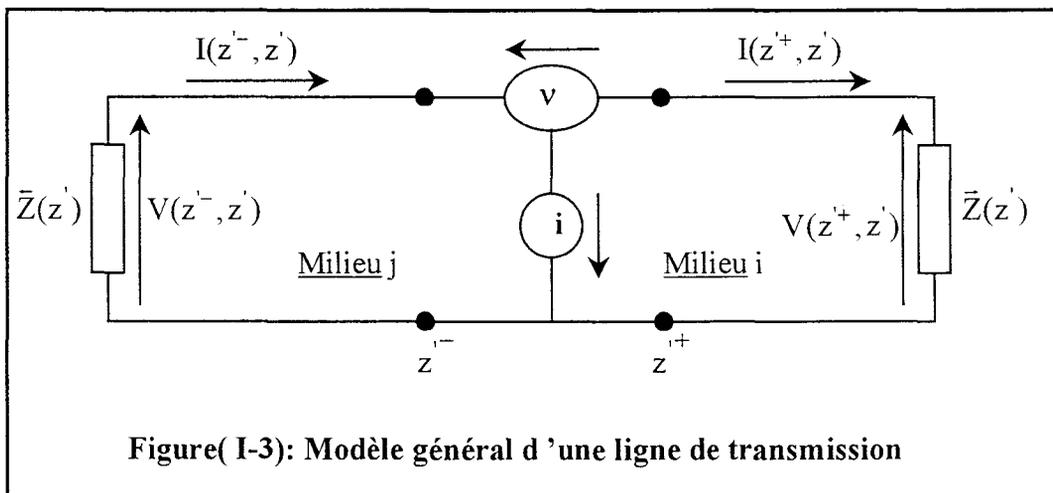
Dans le cadre de cette présentation générale, il nous faut considérer à la fois le cas d'une source de courant électrique ou magnétique placée en $z=z'$ (point source), source par ailleurs tridimensionnelle. La structure d'étude généralisée est toujours symbolisée par le biais de la figure I-1. Elle présente une unique inhomogénéité dans la direction oz.

Considérons, à titre d'exemple, une source de courant électrique. La détermination du champ électromagnétique induit dans tout l'espace, nécessite que l'on recherche l'ensemble des fonctions de Green en considérant d'une part le dipôle élémentaire horizontal et d'autre part le dipôle élémentaire vertical : En remarquant que ce dernier ne contribue, bien évidemment, qu'à l'existence de composantes TM/z, nous devons prendre en compte les circuits équivalents suivants afin de décrire correctement notre problème :



Une représentation similaire peut être obtenue en considérant une source de courant magnétique [14].

Compte tenu de cette représentation, nous avons choisi de rappeler le formalisme des lignes de transmission par le biais du modèle général présenté ci-dessous :



z' représente le plan où les sources sont placées. Celles-ci sont respectivement, un générateur de tension placé en série avec les impédances ramenées dans le plan $z=z'$ et un générateur de courant placé en parallèle, comme l'indique la figure I-3.

La tension et le courant le long de la ligne de transmission sont reliés par les relations suivantes :

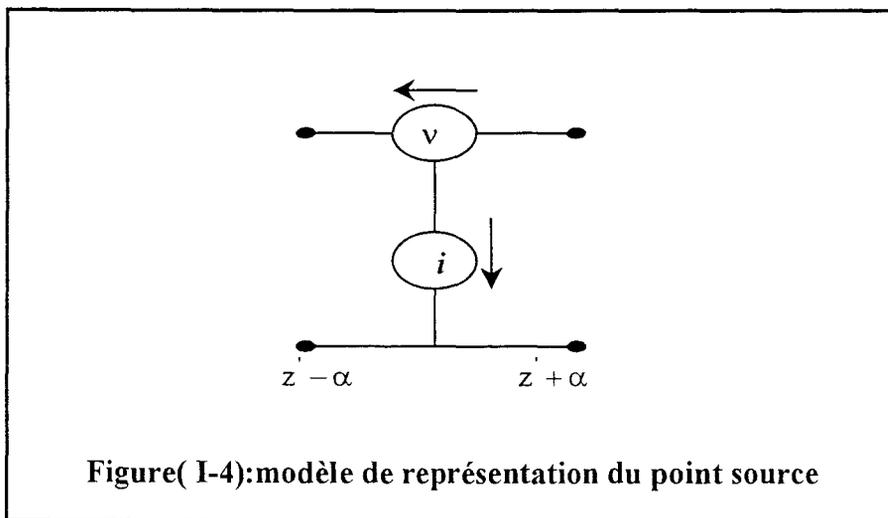
$$\begin{aligned}
 -\frac{dV(z, z')}{dz} &= \gamma \cdot Z \cdot I(z, z') + v \cdot \delta(z - z') \\
 -\frac{dI(z, z')}{dz} &= \gamma \cdot Y \cdot V(z, z') + i \cdot \delta(z - z')
 \end{aligned}
 \tag{I-19}$$

Z et Y sont respectivement l'impédance et l'admittance caractéristique de la ligne considérée, γ représente la constante de propagation associée à cette ligne de transmission.

Ces relations nous permettent également de définir les termes de sources (v et i). Par intégration, nous obtenons les relations de discontinuités suivantes :

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} [V(z' - \alpha, z') - V(z' + \alpha, z')] = V(z'^-, z') - V(z'^+, z') = v \tag{I-20}$$

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} [I(z' - \alpha, z') - I(z' + \alpha, z')] = I(z'^-, z') - I(z'^+, z') = i \tag{I-21}$$



Les tensions et courants en z'^+ et z'^- s'expriment directement à partir des sources « horizontales et verticales » i et v de la façon suivante :

$$\begin{aligned} V(z'^+, z') &= -\frac{v \cdot \bar{Z}(z')}{\bar{Z}(z')} - \frac{i}{\bar{Y}(z')} \\ V(z'^-, z') &= +\frac{v \cdot \bar{Z}(z')}{\bar{Z}(z')} - \frac{i}{\bar{Y}(z')} \\ I(z'^+, z') &= -\frac{v}{\bar{Z}(z')} - \frac{i \cdot \bar{Y}(z')}{\bar{Y}(z')} \\ I(z'^-, z') &= -\frac{v}{\bar{Z}(z')} + \frac{i \cdot \bar{Y}(z')}{\bar{Y}(z')} \end{aligned} \quad (1-22)$$

où nous avons :

$$\bar{Z}(z') = \bar{Z}(z') + \bar{Z}(z') \quad \text{et} \quad \bar{Y}(z') = \bar{Y}(z') + \bar{Y}(z') \quad (1-23)$$

Le calcul de la tension et du courant en toute abscisse z s'opère par le biais des relations suivantes [17] :

D'une part, au sein du milieu homogène i , si z est supérieur à z' , nous avons :

$$V(z, z') = -\left[v \cdot \frac{\bar{Z}(z')}{\bar{Z}(z')} + \frac{i}{\bar{Y}(z')} \right] \cdot \left[\text{ch}(\gamma_j \cdot (z - z')) - \bar{Y}'(z') \text{sh}(\gamma_j \cdot (z - z')) \right] \quad (1-24)$$

$$I(z, z') = -\left[i \cdot \frac{\bar{Y}(z')}{\bar{Y}(z')} + \frac{v}{\bar{Z}(z')} \right] \cdot \left[\text{ch}(\gamma_j \cdot (z - z')) - \bar{Z}'(z') \text{sh}(\gamma_j \cdot (z - z')) \right] \quad (1-25)$$

avec : $\bar{Z}' = \frac{\bar{Z}}{Z_i}$ et $\bar{Y}' = \frac{1}{\bar{Z}'}$, Z_i , γ_i représentant respectivement, l'impédance caractéristique et la constante de propagation du milieu.

D'autre part, si $z < z'$, au sein du milieu j , il vient :

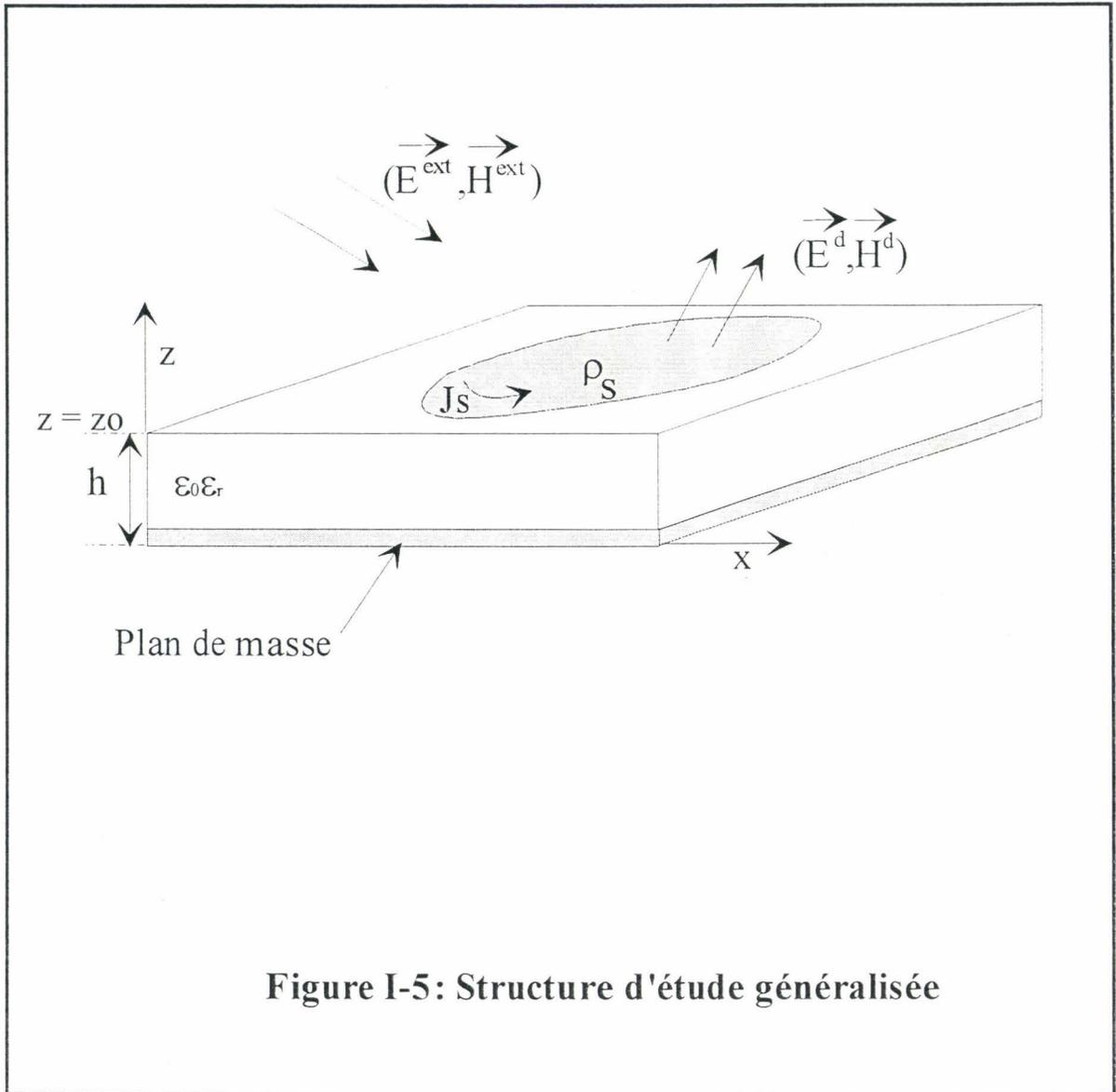


Figure I-5: Structure d'étude généralisée

$$V(z, z') = - \left[-v \frac{\bar{Z}(z')}{\bar{Z}(z)} + \frac{i}{\bar{Y}(z')} \right] \cdot \left[\text{ch}(\gamma_j \cdot (z - z')) + \bar{Y}'(z') \text{sh}(\gamma_j \cdot (z - z')) \right] \quad (\text{I-26})$$

$$I(z, z') = - \left[-i \frac{\bar{Y}(z')}{\bar{Y}(z)} + \frac{v}{\bar{Z}(z')} \right] \cdot \left[\text{ch}(\gamma_j \cdot (z - z')) + \bar{Z}'(z') \text{sh}(\gamma_j \cdot (z - z')) \right] \quad (\text{I-27})$$

avec : $\bar{Z}' = \frac{\bar{Z}}{Z_j}$ et $\bar{Y}' = \frac{1}{\bar{Z}'}$

L'ultime étape consiste donc, à identifier les équations de Maxwell aux équations générales des lignes de transmission, équations que nous venons très brièvement de rappeler. Cette dernière phase, qui consiste, en fait, à déterminer les fonctions de Green sera détaillée au fur et à mesure que nous présenterons et construirons notre code de calcul en suivant la démarche décrite dans l'introduction générale de ce document.

Après avoir incorporer, au sein des équations intégrales, les fonctions de Green ainsi déterminées, l'étape suivante consiste à employer la méthode des moments afin de déterminer les densités de courant. Ces éléments symbolisent à présent, les inconnues du problème.

Nous avons choisi de développer cette partie en l'appliquant à l'étude d'une structure académique du type microruban.

I-3 Illustration de la méthode des moments - Etude d'une structure du type microruban :

I-3-1 L'équation intégrale électrique :

A ce stade de l'exposé, nous ne reviendrons pas sur les hypothèses présentées dans l'introduction générale de ce manuscrit. Nous nous contentons de décrire la structure d'étude par le biais de la figure I-5.

Pour l'étude de structures planaires métalliques, les équations intégrales sont généralement obtenues en traduisant la continuité du champ électrique total sur les

conducteurs. La finalité du processus numérique consiste alors à la seule détermination des densités surfaciques du courant électrique \vec{J}_e induits au niveau des surfaces conductrices par les champs d'excitation $(\vec{E}^{ext}, \vec{H}^{ext})$ [18] [19]. Les densités de courants (et de charges) génèrent à leur tour des champs diffractés (\vec{E}, \vec{H}) venant s'ajouter au champ incident. L'équation de continuité du champ électrique sur la surface des métallisations, en $z=z_0$, s'écrit :

$$\vec{e}_z \cdot \nabla [\vec{E} + \vec{E}^{ext}] = 0 \quad (I-28)$$

Le champ électrique est alors exprimé à partir de la fonction dyadique de Green, il vient :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \iint_S \overline{\overline{G}}_{EJ}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}_e(\vec{r}') d\vec{r}' \quad (I-29)$$

où S désigne à présent la surface des conducteurs.

Dans le repère cartésien (o, x, y, z) , en $z=z_0$, la fonction dyadique de Green $\overline{\overline{G}}_{EJ}$ est définie par quatre termes :

$$\begin{pmatrix} \hat{x} & \hat{y} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_{EJ}^{xx} & G_{EJ}^{xy} \\ G_{EJ}^{yx} & G_{EJ}^{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{x} \\ \hat{y} \end{pmatrix} \quad (I-30)$$

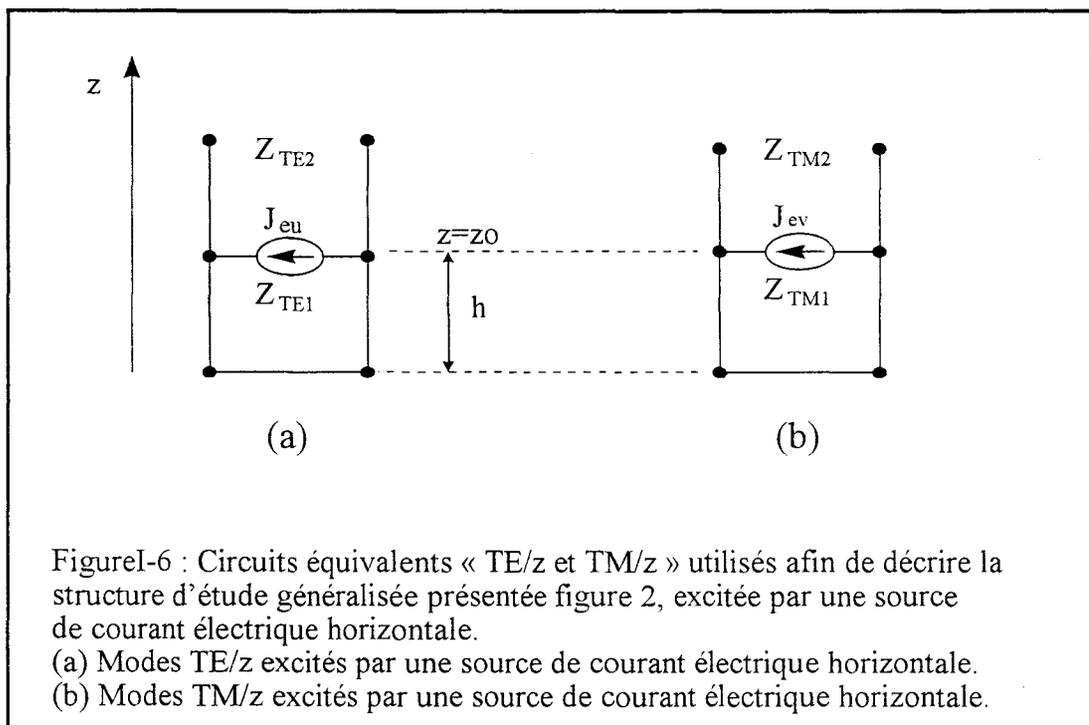
L'approche dans le domaine spectral nous autorise à exprimer le champ électrique, en $z=z_0$ (figure I-5), à partir des transformées de Fourier $\tilde{\tilde{G}}_{EJ}$ et $\tilde{\tilde{J}}_e$. Nous avons :

$$\vec{E}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\tilde{G}}_{EJ}(\vec{k}_t) \tilde{\tilde{J}}_e(\vec{k}_t) e^{j\vec{k}_t \cdot \vec{\rho}} d\vec{k}_t \quad (I-31)$$

ou $\vec{\rho}$ évoque le vecteur transverse ; $\vec{\rho} = (x - x')\hat{x} + (y - y')\hat{y}$, \vec{k}_t symbolise le vecteur d'onde transverse ; $\vec{k}_t = k_x\hat{x} + k_y\hat{y}$.

I-3-2 Expression de la fonction dyadique de Green dans l'espace transformé de Fourier :

La recherche de la fonction dyadique de Green, se résume ici à la détermination de quatre composantes horizontales : $\tilde{G}_{EJ}^{xx}, \tilde{G}_{EJ}^{xy}, \tilde{G}_{EJ}^{yx}, \tilde{G}_{EJ}^{yy}$. En suivant la procédure présentée précédemment, nous allons considérer le schéma type ligne de transmission suivant :



Nous remarquons que le plan de masse en $z = 0$ est symbolisé par un court circuit électrique. En réalité, toutes les conditions aux limites sont représentés dans ce schéma équivalent. On peut objectivement considéré que cette configuration est l'une des plus facile. En effet, le « point d'observation » et le « point source » sont situés sur un même interface, en $z = z_0$. Les équations des lignes de transmission sont alors résumé à leur plus simple expression. Les champs électriques $\tilde{\vec{E}}_v$ et $\tilde{\vec{E}}_u$ sont alors naturellement reliés aux courants par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned}\tilde{\vec{E}}_v(\vec{k}_t, z_0) &= Z_{TM}^{z_0} \cdot \tilde{\vec{J}}_v(\vec{k}_t, z_0) \\ \tilde{\vec{E}}_u(\vec{k}_t, z_0) &= Z_{TE}^{z_0} \cdot \tilde{\vec{J}}_u(\vec{k}_t, z_0)\end{aligned}\tag{I-32}$$

Les impédances $Z_{TM}^{z_0}$ et $Z_{TE}^{z_0}$ peuvent être exprimées à l'aide des admittances vues par les sources pour $z > z_0$ et $z < z_0$. Il vient :

$$\begin{aligned}Z_{TM}^{z_0} &= \frac{1}{Y_{TM0} + Y_{TM1} \cdot \coth(\gamma_1 \cdot h)} \\ Z_{TE}^{z_0} &= \frac{1}{Y_{TE0} + Y_{TE1} \cdot \coth(\gamma_1 \cdot h)}\end{aligned}\tag{I-33}$$

avec :

$$\begin{aligned}Y_{TEi} &= -\frac{\gamma_i}{j \cdot \omega \cdot \mu_i} \\ Y_{TMi} &= -\frac{j \cdot \omega \cdot \epsilon_i}{\gamma_i}\end{aligned}\tag{I-34}$$

γ_i , ϵ_i et μ_i représentent respectivement la constante de propagation, la permittivité et la perméabilité du milieu i .

Le retour dans l'espace (O,x,y,z) se fait naturellement par changement de repère. Nous avons :

$$\begin{aligned}\tilde{\tilde{E}}_x(\bar{k}_t, z_0) &= \tilde{\tilde{E}}_u(\bar{k}_t, z_0) \cdot \sin \delta + \tilde{\tilde{E}}_v(\bar{k}_t, z_0) \cdot \cos \delta \\ \tilde{\tilde{E}}_y(\bar{k}_t, z_0) &= \tilde{\tilde{E}}_u(\bar{k}_t, z_0) \cdot \cos \delta + \tilde{\tilde{E}}_v(\bar{k}_t, z_0) \cdot \sin \delta\end{aligned}\quad (\text{I-35})$$

$$\begin{aligned}\tilde{\tilde{E}}_u(\bar{k}_t, z_0) &= Z_{TE}^{z_0}(\tilde{\tilde{J}}_x(\bar{k}_t, z_0) \sin \delta - \tilde{\tilde{J}}_y(\bar{k}_t, z_0) \cos \delta) \\ \tilde{\tilde{E}}_v(\bar{k}_t, z_0) &= Z_{TM}^{z_0}(\tilde{\tilde{J}}_x(\bar{k}_t, z_0) \cos \delta + \tilde{\tilde{J}}_y(\bar{k}_t, z_0) \sin \delta)\end{aligned}\quad (\text{I-36})$$

par conséquent, les termes de la fonction dyadique de Green s'écrivent :

$$\begin{aligned}\tilde{\tilde{G}}_{EJ}^{xx}(\bar{k}_t, z_0) &= Z_{TM}^{z_0} \cdot \cos^2 \delta + Z_{TE}^{z_0} \cdot \sin^2 \delta \\ \tilde{\tilde{G}}_{EJ}^{xy}(\bar{k}_t, z_0) &= \tilde{\tilde{G}}_{EJ}^{yx}(\bar{k}_t, z_0) = \sin \delta \cdot \cos \delta \cdot (Z_{TM}^{z_0} - Z_{TE}^{z_0}) \\ \tilde{\tilde{G}}_{EJ}^{yy}(\bar{k}_t, z_0) &= Z_{TM}^{z_0} \cdot \sin^2 \delta + Z_{TE}^{z_0} \cdot \cos^2 \delta\end{aligned}\quad (\text{I-37})$$

L'étape suivante consiste à appliquer la méthode des moments afin de transformer l'équation intégrale en un système matriciel homogène.

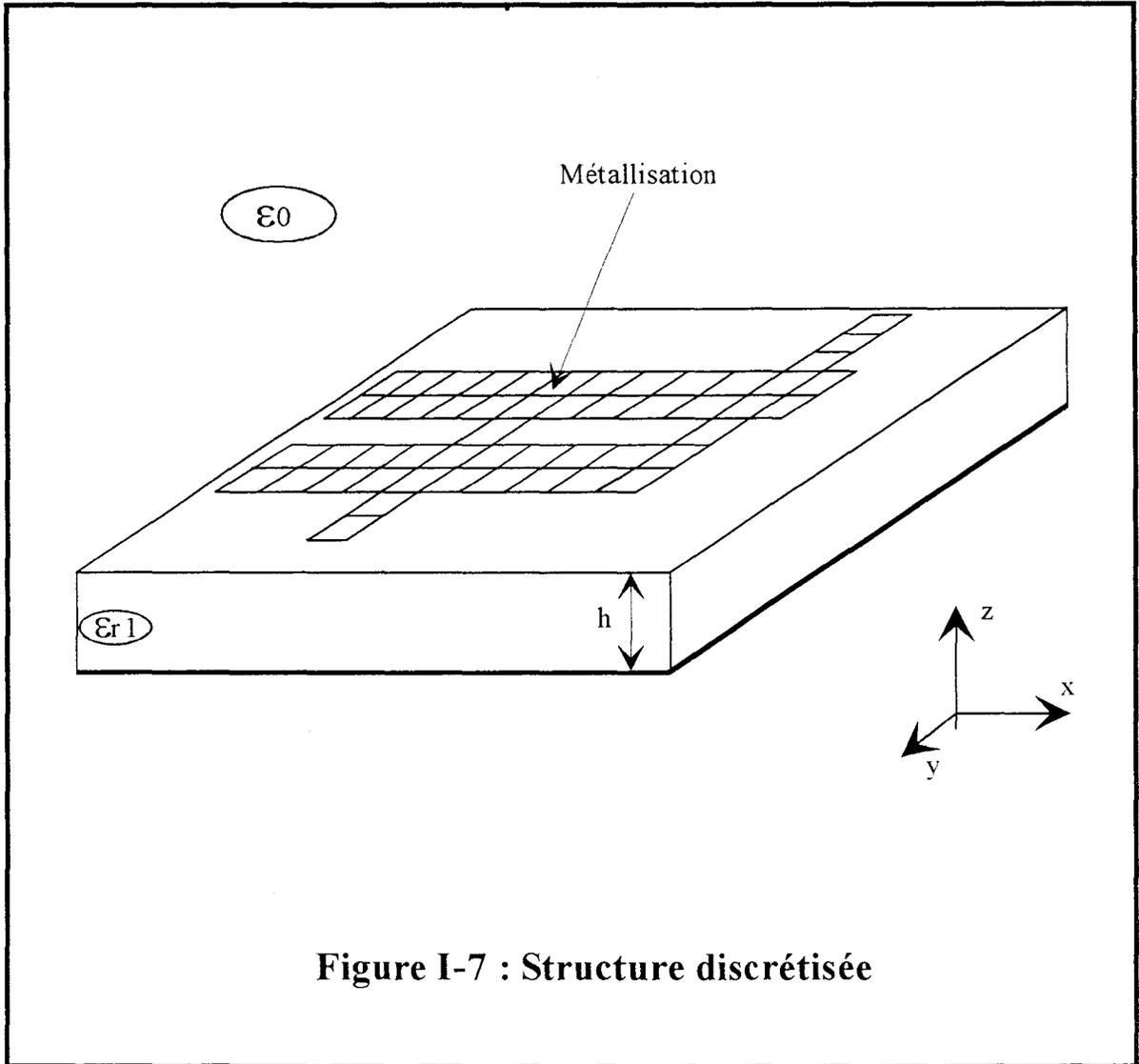


Figure I-7 : Structure discrétisée

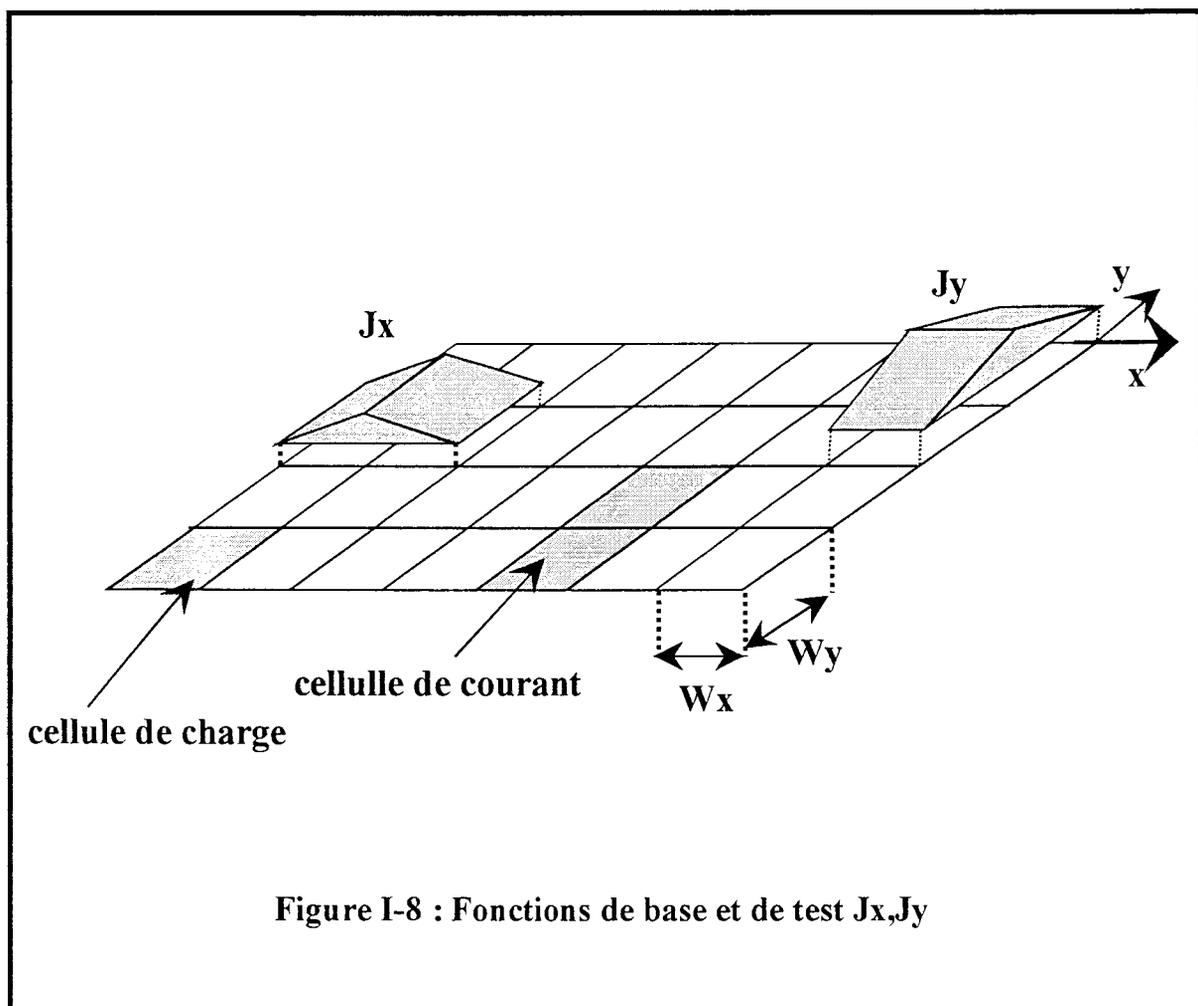


Figure I-8 : Fonctions de base et de test J_x, J_y

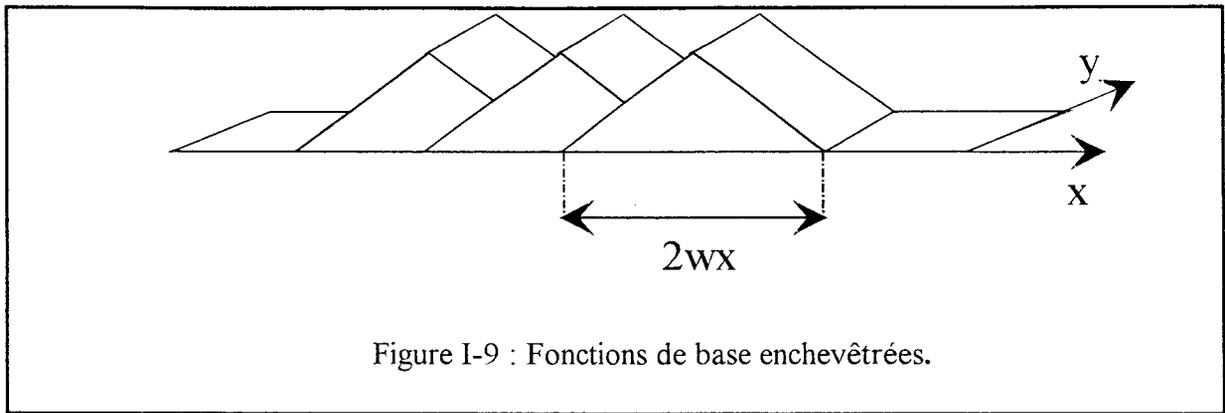
I-3-3 Application d'une méthode des moments, la méthode de Galerkin :

La méthode des moments a été appliquée en électromagnétisme pour la première fois par le Professeur Harrington [20]. Cette technique est naturellement adaptée à la résolution d'équations intégrales. Nous utilisons une méthode des moments connue sous le nom de « méthode de Galerkin ». Les grandeurs inconnues (ici la densité de courant \vec{J}_c) sont projetées sur un ensemble complet de fonctions de base, identiques aux fonctions de tests.

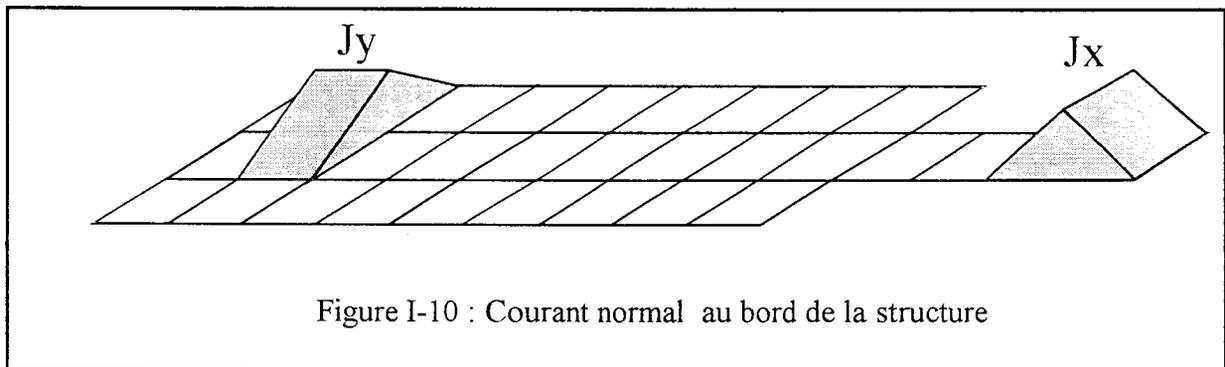
La simulation de topologies de formes arbitraires nécessite l'introduction de fonctions de base définies par sous domaines (figure I-7). L'efficacité de la méthode repose essentiellement sur le choix judicieux de ces fonctions. Elles doivent vérifier un certain nombre de propriétés physiques imposées par les caractéristiques de la structure étudiée. Il s'agit ici :

- Il faut naturellement éviter d'introduire un phénomène non physique d'accumulation de charges locales, qui entraînerait une discontinuité de la densité de courant.
- La densité de courant J_x (J_y) doit s'annuler sur un bord parallèle à l'axe oy (ox).

Notre choix s'est initialement porté sur des fonctions triangulaires définies sur une base rectangulaire. Présentées par le biais de la figure I-8, ces fonctions sont couramment appelées « rooftop ». Une fonction de base est associée à deux cellules élémentaires adjacentes pour créer une cellule de courant représentée figure I-8. Afin d'éviter tout phénomènes d'accumulation de charges locales, ces fonctions de base sont enchevêtrées (figure I-9) [21].



Par ailleurs, le courant normal à un bord du conducteur est toujours nul (figure I-10).



En suivant la procédure classique de Galerkin dans le domaine spectral, le système initial est transformé en un système homogène de la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} \tilde{Z}_{xx}(\rho_{ij}) & \tilde{Z}_{xy}(\rho_{ij}) \\ \tilde{Z}_{yx}(\rho_{ij}) & \tilde{Z}_{yy}(\rho_{ij}) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} J_{xj} \\ J_{yj} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{xj} \\ V_{yj} \end{pmatrix} \quad (I-38)$$

A titre d'exemple :

$$\tilde{Z}_{xx}(\rho_{ij}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{EJ}^{xx}(\vec{k}_t) \cdot \tilde{J}_{x_e}^j(\vec{k}_t) \cdot \tilde{J}_{x_e}^{i*}(\vec{k}_t) \cdot e^{-j\vec{k}_t \cdot \vec{\rho}} d\vec{k}_t \quad (I-39)$$

où $\vec{\rho}$ représente le vecteur transverse reliant la fonction de test i et de base j . J_{xj} et J_{yj} sont deux vecteurs colonnes regroupant les pondérations inconnues des fonctions de bases. Les termes \tilde{Z}_{uv} avec $u,v = x,y$, sont généralement appelés termes de réaction. En régime forcé, le second membre, non nul, symbolise l'excitation [21] [22].

I-3-4 Calculs des termes de réaction :

Reprenons, à titre d'exemple le terme de réaction précédent :

$$\tilde{Z}_{xx}(\rho_{ij}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{EJ}^{xx}(\vec{k}_t) \cdot \tilde{J}_{X_e^j}(\vec{k}_t) \cdot \tilde{J}_{X_e^{i*}}(\vec{k}_t) \cdot e^{-j\vec{k}_t \cdot \vec{\rho}} d\vec{k}_t \quad (I-40)$$

Dans cette expression, on traduit la réaction entre la fonction de base j , et la fonction de test i .

Dans notre étude, le maillage est rectangulaire, et nous avons choisi deux types de fonctions de base, une suivant Ox, \vec{J}_{Xe} ; et une suivant Oy, \vec{J}_{Ye} . Il apparaît évident, que notre matrice finale (I-30) sera constituée de quatre sous matrices exprimant la réaction entre chaque fonction de base $[\tilde{Z}_{xx}]$, $[\tilde{Z}_{xy}]$, $[\tilde{Z}_{yx}]$, $[\tilde{Z}_{yy}]$.

Reprenons notre exemple précédent :

$$\tilde{Z}_{xx}(\rho_{ij}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{EJ}^{xx}(\vec{k}_t) \cdot \tilde{J}_{X_e^j}(\vec{k}_t) \cdot \tilde{J}_{X_e^{i*}}(\vec{k}_t) \cdot e^{-j(\vec{k}_x \cdot (x_b - x_t) + \vec{k}_y \cdot (y_b - y_t))} d\vec{k}_t$$

$$(I-41)$$

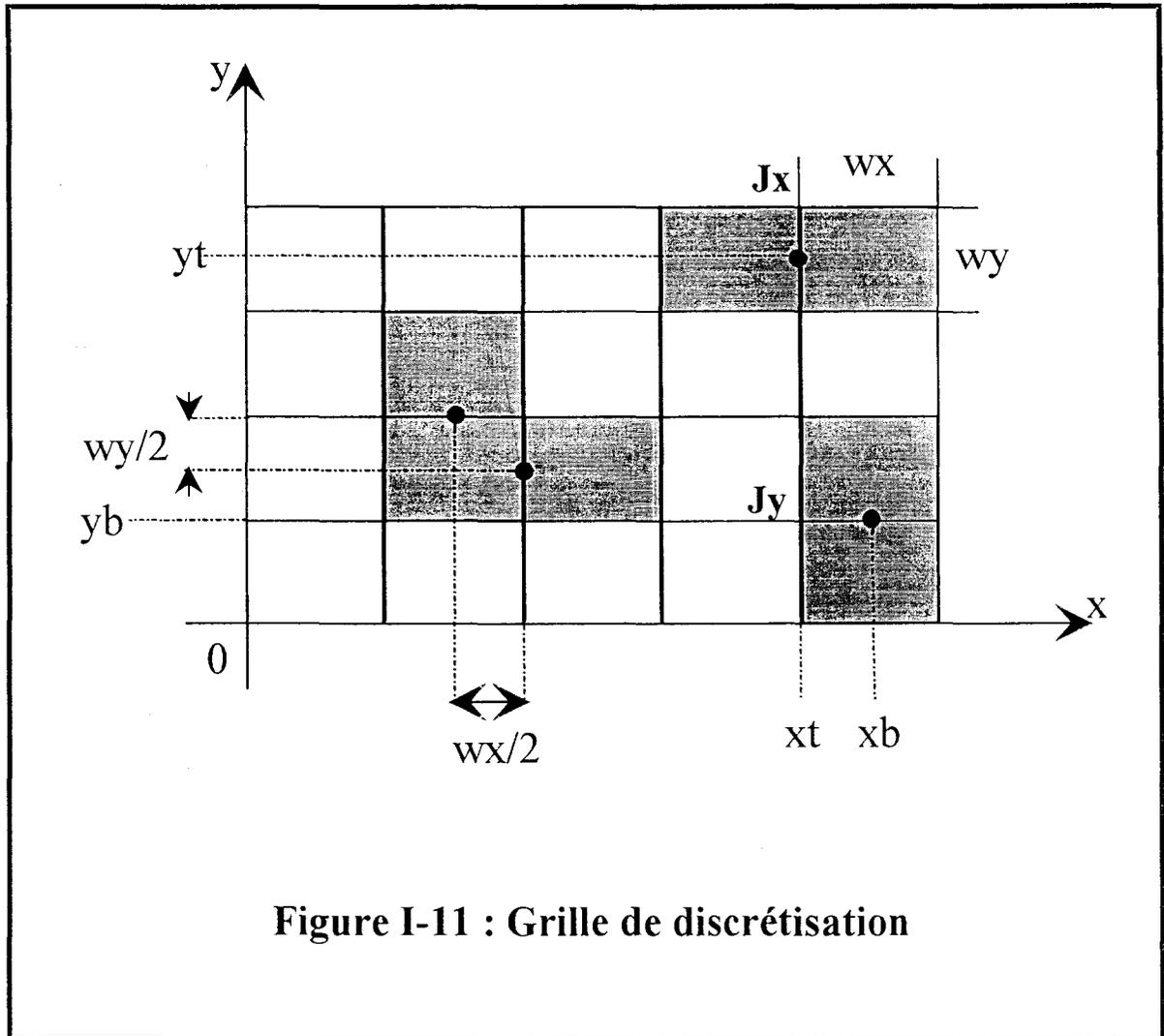


Figure I-11 : Grille de discrétisation

Nous venons d'exprimer la réaction d'une fonction de base \bar{J}_{xc} centrée en (x_b, y_b) , sur une fonction test \bar{J}_{xe} centrée en (x_t, y_t) . La figure (I-11) présente les positions de ces deux fonctions.

L'utilisation d'une discrétisation régulière et les propriétés de translation des fonctions de base vont nous permettre de simplifier l'expression de \tilde{Z}_{xx} .

$$\bar{J}_{xe_{x_b, y_b}}(x, y) = \bar{J}_{xe_{0,0}}(x - x_b, y - y_b) \quad (I-42)$$

où $x_b = pW_x$ et $y_b = qW_y$, p et q sont des entiers.

Dans l'espace transformé, la translation devient naturellement un saut de phase de la fonction considérée.

$$\tilde{J}_{xe_{x_b, y_b}}(\bar{k}_t) = \tilde{J}_{xe_{0,0}} e^{j(\bar{k}_x \cdot p \cdot W_x + \bar{k}_y \cdot q \cdot W_y)} \quad (I-43)$$

La distance séparant la fonction de base (b) et de test (t) peut être symbolisée par un couple d'entier (m, n) tel que l'on ait : $m = p_b - p_t$ et $n = q_b - q_t$. Il vient, par conséquent :

$$\tilde{Z}_{xx}(m \cdot W_x, n \cdot W_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{Ej}^{xx}(\bar{k}_t) \cdot \tilde{J}_{x_e^i}(\bar{k}_t) \cdot \tilde{J}_{x_e^{i*}}(\bar{k}_t) \cdot e^{-j(\bar{k}_x \cdot m \cdot W_x + \bar{k}_y \cdot n \cdot W_y)} d\bar{k}_t \quad (I-44)$$

Il convient de remarquer, que ce terme, ne doit être calculé qu'une seule fois, pour l'ensemble des décalages de valeurs mW_x et nW_y , et que la réaction entre deux fonctions \bar{J}_{ye} , a la même forme. Si, maintenant, nous nous intéressons au calcul de la réaction entre fonctions de types différents, il est indispensable d'ajouter au décalage, un terme constant égal à $W_x/2$ ou $W_y/2$.

En effet sur la figure (I-11) on remarque que les centres des fonctions \tilde{J}_{xe} et \tilde{J}_{ye} ne peuvent se superposer.

$$\tilde{Z}_{xy}(m.W_x, n.W_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{EJ}^{xy}(\vec{k}_t) \cdot \tilde{J}_{ye}^j(\vec{k}_t) \cdot \tilde{J}_{xe}^{i*}(\vec{k}_t) \cdot e^{-j \cdot (\vec{k}_x \cdot (m - \frac{1}{2}) \cdot W_x + \vec{k}_y \cdot (n + \frac{1}{2}) \cdot W_y)} d\vec{k}_t$$

(I-45)

$$\tilde{Z}_{yx}(m.W_x, n.W_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{EJ}^{yx}(\vec{k}_t) \cdot \tilde{J}_{xe}^j(\vec{k}_t) \cdot \tilde{J}_{ye}^{i*}(\vec{k}_t) \cdot e^{-j \cdot (\vec{k}_x \cdot (m + \frac{1}{2}) \cdot W_x + \vec{k}_y \cdot (n - \frac{1}{2}) \cdot W_y)} d\vec{k}_t$$

(I-46)

Il a été démontré que ces intégrales traduisent l'ensemble des phénomènes physiques induits par une discontinuité (Ondes de surface, Ondes rayonnées) [23]. Par voie de conséquence l'efficacité du processus numérique et la validité des résultats, dépendent essentiellement de la précision apportée au calcul de ces intégrales. Nos travaux constituent la suite logique de ceux menés par Messieurs J.F. Carpentier, C. Delabie et P. Pannier. A ce titre, nous avons bénéficié de leur expérience en matière d'intégration dans le plan complexe. Afin de ne pas alourdir notre exposé, nous ne reviendrons pas ici sur la procédure d'intégration performante, et validée de nombreuses fois, qui a été utilisée dans le cadre de notre étude.

I-4 Application à la caractérisation de discontinuités :

La technique des équations intégrales, associée à la méthode des moments, a depuis longtemps démontré ses potentialités pour l'analyse électromagnétique de discontinuités. Ainsi, diverses techniques ont été développées afin d'extraire les paramètres S à partir des densités de courants obtenues à l'issue de l'application de la méthode des moments. A titre d'exemple, ces

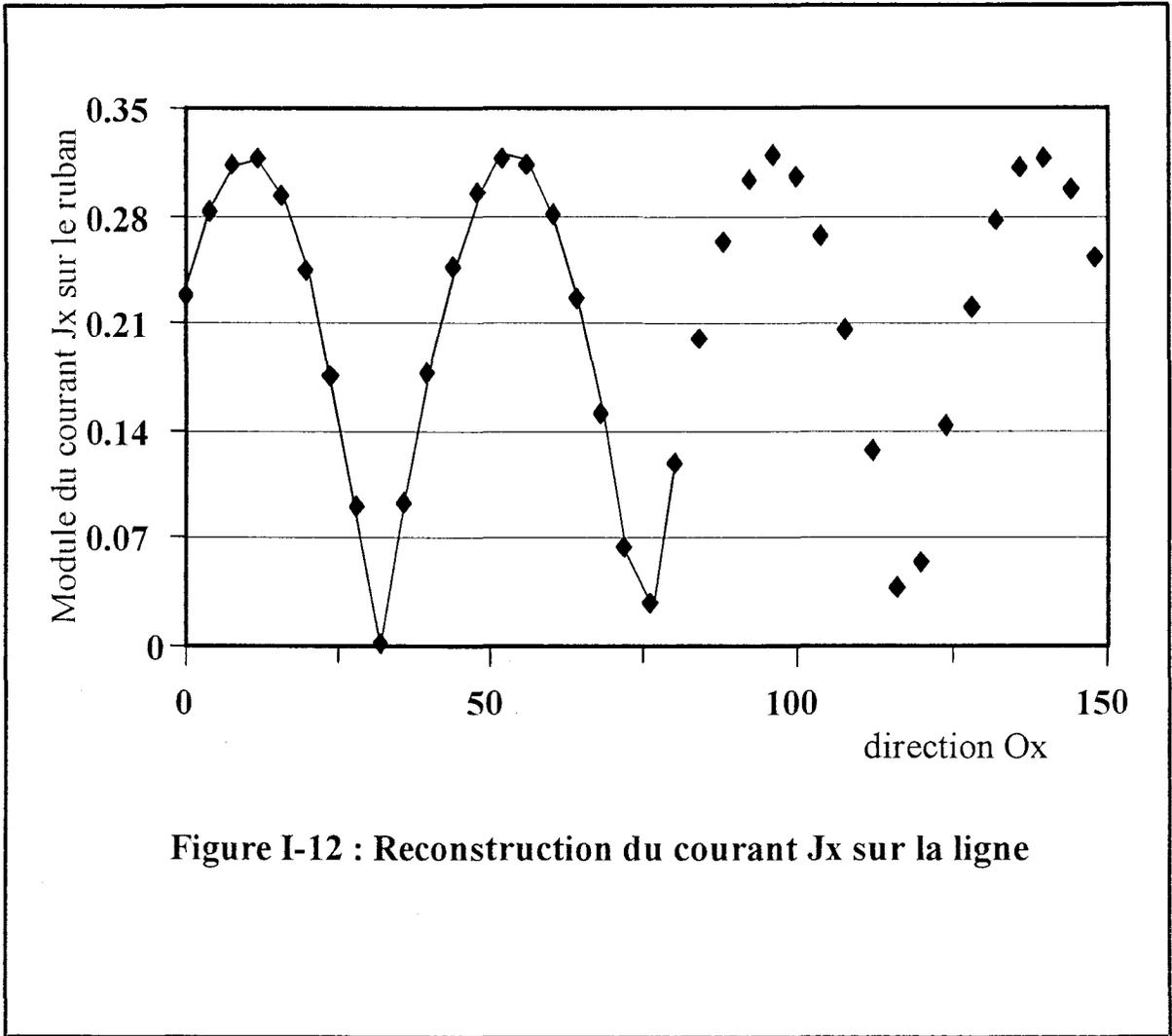


Figure I-12 : Reconstruction du courant J_x sur la ligne

paramètres peuvent être déterminés par la méthode de la charge variable [24]. La caractérisation de standards, associée à une procédure de « de-embedding » constitue également une voie très empruntée [25]. Sans pour autant être exhaustif, nous citons également la technique basée sur l'application numérique de la méthode d'auto-étalonnage d'analyseur de réseaux la plus couramment utilisée, à savoir la méthode TRL [26]. la méthode de l'excitation symétrique nous permet aussi d'accéder aux paramètres S [27].

Ces méthodes nous obligent à conduire plusieurs expériences avant de connaître les paramètres de transfert de la structure étudiée. Ce défaut rend difficile leur élaboration automatique au sein du code numérique.

L'introduction de terminaisons adaptées numériques, mises en œuvre par C.Delabie[3], permet de déterminer les paramètres de transfert théoriques de circuits microrubans multipôles en reproduisant les conditions expérimentales. Sous réserve de considérer des accès microrubans monomodes, cet outil autorise l'adaptation de toute ligne sans faire référence à son impédance caractéristique. Il est important de souligner le fait qu'une seule simulation nous permet de calculer les paramètres de transfert de la discontinuité étudiée.

Nous présenterons plus en détails ce formalisme particulier lorsque nous décrirons dans la suite de ce document, les extensions et les modifications que nous lui avons apporté.

La procédure initialement utilisée afin de déterminer les valeurs des coefficients de réflexion et de transmission de la discontinuité traitée fait appel à la théorie des lignes de transmission. La ligne microruban d'accès est le siège d'un régime d'ondes stationnaires, facilement observable sur le module du courant calculé (figure I-12). les coefficients de réflexion et de transmission peuvent être calculés en module et en phase à partir de la détermination de la position et de l'amplitude d'un extremum de courant et de la valeur du rapport d'ondes stationnaires [28] [3].

Si nous considérons un circuit microruban comportant N accès, celui-ci est caractérisé par une matrice S généralisée de dimension NxN. Si nous excitons l'accès noté k, les N-1 autres lignes sont connectées à une terminaison adaptée numérique. Les N éléments de la matrice scattering associés à cette procédure peuvent être déterminés comme suit :

$$\Gamma_{kk}(x_k^{\max}) = - \frac{\left[\frac{|I(x_k^{\max})|}{|I(x_k^{\min})|} - 1 \right]}{\left[\frac{|I(x_k^{\max})|}{|I(x_k^{\min})|} + 1 \right]} \quad (I-47)$$

$$S_{kk} = \Gamma_{kk}(x_k^{\max}) \cdot e^{j2\beta_k(x_k^{\text{mes}} - x_k^{\max})} \quad (I-48)$$

$$S_{lk(l \neq k)} = - \frac{\sqrt{Z_{cl}}}{\sqrt{Z_{ck}}} \frac{I(x_l^{\max})}{I(x_k^{\max})} \frac{e^{j\beta_l(x_l^{\text{mes}} - x_l^{\max})}}{e^{j\beta_k(x_k^{\max} - x_k^{\text{mes}})}} \left[1 - \Gamma_{kk}(x_k^{\max}) \right] \quad (I-49)$$

où Z_{ck} représente l'impédance caractéristique de l'accès k, x_k^{mes} symbolise la coordonnée longitudinale du plan de référence sur la ligne k (ou plan où s'effectue la mesure). Enfin, x_k^{\max}, x_k^{\min} représentent respectivement les coordonnées des plans où le courant est maximum, minimum.

I-5 Nécessité d'un post-traitement:

La méthode de détermination des paramètres de répartition que nous venons de présenter repose, d'une part, sur la mesure du Rapport d'Ondes Stationnaires, et d'autre part, sur

l'évaluation précise de la position des extremas de courant sur la ligne de propagation. Cette méthodologie est entachée par plusieurs difficultés que nous pouvons présenter brièvement.

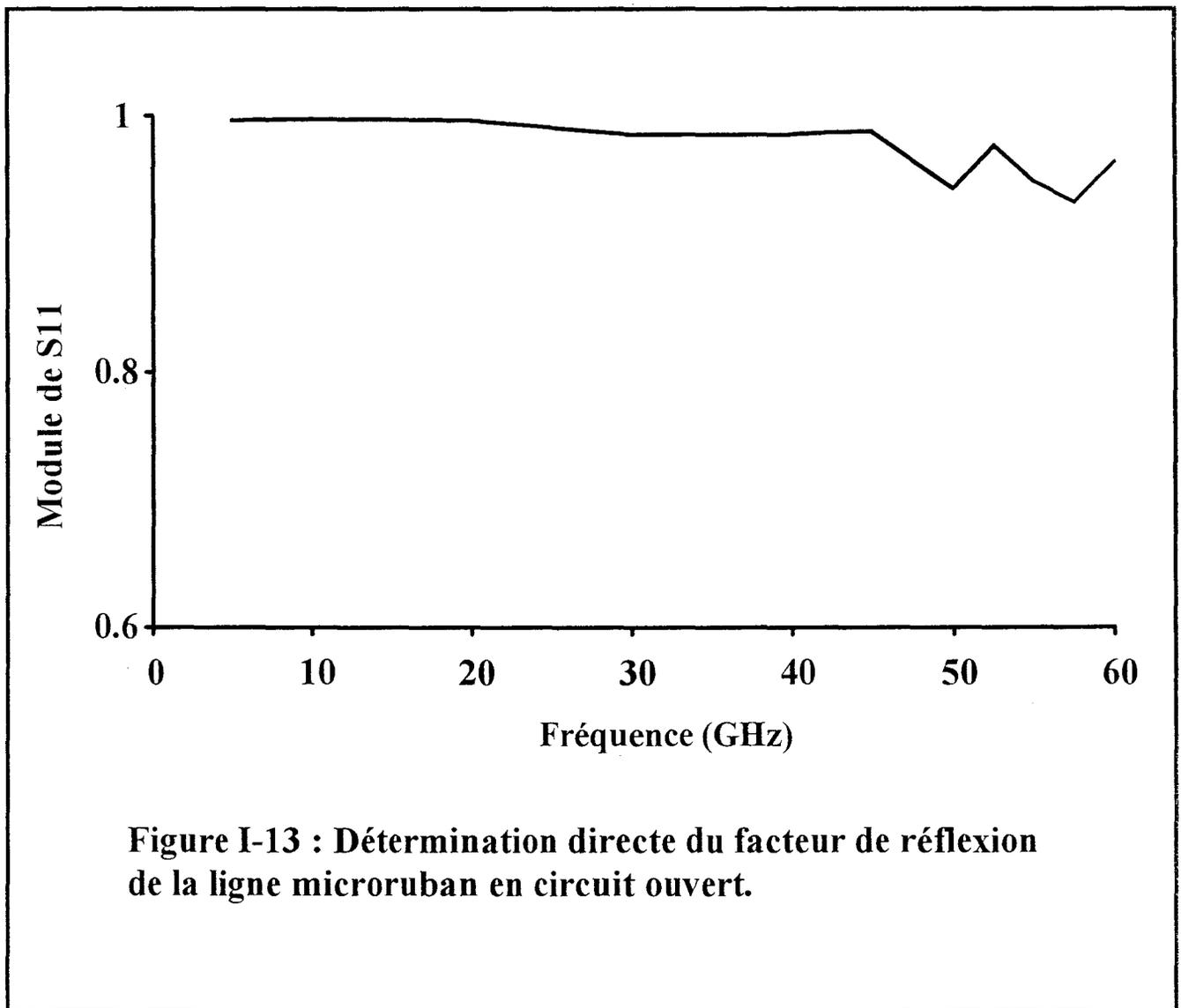
En premier lieu, le calcul du R. O. S. est très difficile lorsque celui-ci présente une valeur naturellement élevée. Dans ce cas de figure, les valeurs et les positions des minima de courant sont imprécises étant donné le nombre limité de points d'évaluation du courant. Ce problème est illustré par le biais de la figure (I-12).

Une seconde difficulté est inhérente à la longueur des lignes, de part et d'autre de la discontinuité, nécessaire afin d'évaluer correctement les paramètres de la matrice de répartition. Cette longueur doit être d'au moins une demi-longueur d'onde, à laquelle on vient ajouter une distance de sécurité afin de s'affranchir des modes supérieurs évanescents naturellement présents aux niveaux des zones perturbées (sources, discontinuités). Cette contrainte peut entraîner une longueur de ligne totale nécessitant des ressources informatiques élevées et pénalisantes.

La figure I-13 est ici reprise de la thèse de Mr Pannier [5], de façon à appuyer ces remarques. Celle-ci présente l'évolution du module du coefficient de réflexion d'une ligne microruban en circuit ouvert, paramètre déterminé par le biais de la procédure décrite au paragraphe I-4. On distingue très nettement une détermination erronée de ce paramètre aux fréquences élevées. Nous attribuons ce problème au fait que les minima sont à ces fréquences difficilement localisables. Une faible longueur d'onde associée à une valeur du R. O. S. importante sont à l'origine de cette imprécision.

Enfin, cette méthode directe de détermination des paramètres « S » n'est applicable que dans le cas où un seul mode se propage de part et d'autre de la discontinuité, hypothèse qui ne sera pas vérifiée lors de notre étude.

En guise de conclusion, l'accès aux paramètres de répartition nécessite une exploitation précise et critique des tables de courants, obtenues après application de la méthode des



moments, notamment lorsque des comportements multimodaux doivent être envisagés. Nous avons désigné cette ultime étape du processus numérique par le vocable « post-traitement ».

Philippe Pannier a comparé les performances de deux post-traitements, l'un connu sous le nom de méthode de Prony[5][29], l'autre sous l'appellation anglaise de « Matrix Pencil »[30]. Appliquées à l'étude de discontinuités entre différents supports de propagation, Monsieur Pannier a évalué ces deux procédures d'identification en examinant leur propriété de convergence, la précision des résultats, leur immunité au bruit.

Sans prétendre résumer en quelques lignes l'étude complète menée par Monsieur Pannier, nous pouvons présenter en quelques mots les conclusions issues de ses travaux.

I-6 Supériorité de la méthode de la « Matrix Pencil » :

La méthode des moments permet la résolution de l'équation intégrale considérée (électrique ou magnétique). Les valeurs de la densité de courant sont alors obtenues en chaque point de la structure considérée. A titre d'exemple, si x représente la direction de propagation du support de propagation, la densité de courant $\bar{J}(x,y)$ peut être décomposée en une somme finie d'exponentielles complexes. Nous avons :

$$\bar{J}(x,y) = \sum_{n=1}^N I_n \cdot \bar{f}_n(x,y) \quad (\text{I-50})$$

Où les I_n sont les coefficients de pondération inconnus associés aux fonctions de base \bar{f}_n choisies. Le courant sur la ligne peut être décomposé en une somme de modes propagés et évanescents. Nous avons :

$$I_n = \sum_{i=1}^M A_i \cdot e^{\gamma_i \Delta_x} \quad (I-51)$$

où M représente le nombre de modes,

A_i symbolise l'amplitude modale,

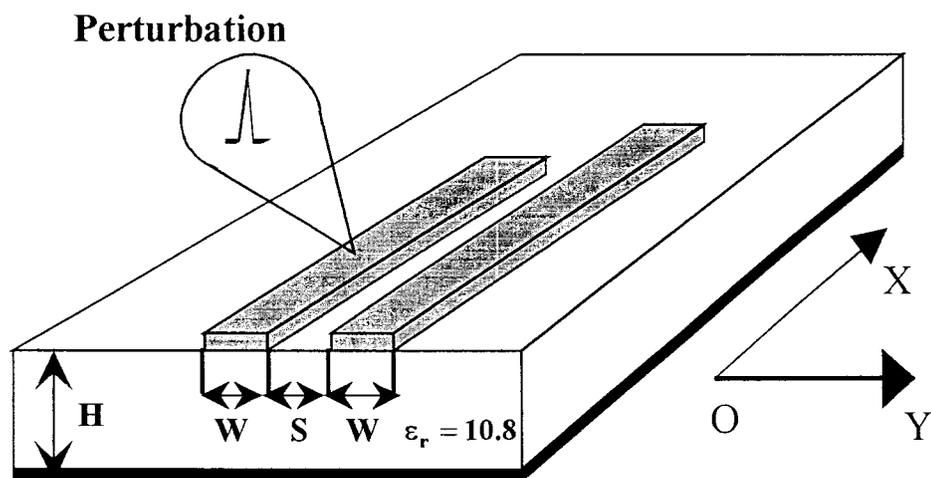
γ_i représente le facteur de propagation du mode i ,

Δ_x est le pas de discrétisation utilisé dans la méthode des moments suivant la direction de la ligne considérée.

Les valeurs tabulées des coefficients de pondération, I_n , constituent les données nécessaires aux deux méthodes étudiées. Celles-ci déterminent le facteur de propagation complexe et l'amplitude modale de chaque mode véhiculé par la ligne de propagation. Ces techniques numériques différencient les modes incidents et réfléchis. Il n'est jamais fait référence au rapport d'ondes stationnaires, par conséquent, le simulateur ainsi développé permet de prendre en compte les pertes volumiques et métalliques.

Les deux procédures d'identification constituent une amélioration notoire du post-traitement permettant la détermination des caractéristiques électromagnétiques des lignes de propagation et la caractérisation de discontinuités. Il a été démontré que ces techniques améliorent la précision des résultats tout en minimisant les ressources informatiques nécessaires. L'information contenue dans les tables de courants est par ailleurs disponible sous une forme canonique puisque représentée par les seuls facteurs de propagation et amplitudes complexes. Ceci constitue une compression de l'information et autorise toute exploitation ultérieure des résultats.

Néanmoins la méthode de Prony présente un inconvénient majeur qui est de devoir connaître a priori le nombre de modes présents. La « Matrix Pencil »[30][31][32] remédie à ce problème et semble beaucoup moins sensible aux bruits et perturbations pouvant accompagner



$W = 500 \mu\text{m}$, $S = 500 \mu\text{m}$, $H = 635 \mu\text{m}$.

Figure I-14 : Ligne couplée microruban étudiée.

le signal à traiter. A titre d'exemple, nous représentons par le biais du tableau 1 une étude comparative portant sur la détermination des constantes de phase des deux modes fondamentaux propagés par deux lignes microrubans couplés présentées figure (I-14). Nous avons pour cela superposé volontairement une impulsion parasite aux ondes de courant propagées par les deux lignes métalliques. Ce tableau démontre à lui seul la supériorité de la « Matrix Pencil ». Quatre constantes de phase sont naturellement déterminées puisque les lignes couplées fermées par un circuit ouvert vont propagées deux modes incidents et deux autres réfléchis. La méthode de la « Matrix Pencil » a identifié et séparé la contribution de la perturbation ajoutée artificiellement. Cette propriété est mis à profit lors de l'étude de discontinuités. En effet nous sommes à présent capable de séparer les modes supérieurs évanescents du (ou des) modes propagés à proximité de la discontinuité par le biais de cette technique. Cela induit une diminution appréciable de l'espace mémoire et du temps calcul puisque les tronçons de ligne de part et d'autre de la discontinuité sont considérablement réduits.

Nous avons, bien évidemment, dans le cadre de nos travaux, employé la méthode de la « matrix pencil » afin d'optimiser le code de calcul que nous avons développé.

β (rad/cm)	<i>PRONY</i>	<i>PENCIL</i>	<i>REFERENCE</i>
β <i>incident</i>	5.860	5.600	5.628
β <i>réfléchi</i>	-5.870	-5.610	-5.628
β <i>incident</i>	73	6.129	6.140
β <i>réfléchi</i>	<i>///</i>	-6.128	-6.140
$\Delta\beta$ <i>incident</i>	4.1%	0.5%	
$\Delta\beta$ <i>réfléchi</i>	4.3%	0.32%	
$\Delta\beta$ <i>incident</i>	600%	1.1%	
$\Delta\beta$ <i>réfléchi</i>	<i>///</i>	7.4%	

Tableau 1 : Détermination des constantes de phase des deux modes fondamentaux de deux lignes microrubans couplées, en présence d'une perturbation.

I-7 Conclusion :

Nous avons souhaité dans cette première partie, présenter succinctement la méthode des équations intégrales associée à une approche dans le domaine spectral. Ce résumé est le reflet des travaux menés dans le cadre de leur thèse d'Université par Messieurs Delabie et Pannier. La suite de ce document reprend à présent l'ensemble des modifications apportées aux codes de calcul initiaux, afin de répondre au cahier des charges présenté dans l'introduction générale de ce document.

Bibliographie du premier chapitre

Bibliographie du Chapitre I

- [1] **J.R. MOSIG.**
« Arbitrarily shaped microstrip structures and their analysis with a mixed potential integral equation ».
IEEE Trans. On MTT ,vol-36, pp 314-323 , février 1988.
- [2] **J.R. MOSIG , F.E.GARDIOL**
« Analytical and numerical technics in the green's function traitement of microstrip antennas and scatterer Js »
IEE Proc , vol .130 ,pt .H ,n°2, pp .175-182 , mars 1983
- [3] **C.DELABIE**
« Elaboration d'un simulateur de dispositifs planaires microondes . Application à la caractérisation de matériaux supraconducteurs. »
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, septembre 1994.
- [4] **J.F.CARPENTIER.**
« Modélisation des effets de croisement entre lignes planaires dans un substrat multicouche Comparaison entre une analyse statique et fréquentielle . »
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, juin 1994.
- [5] **PH. PANNIER** Optimisation de méthodes de formulations intégrales pour l'analyse électromagnétique, en régime forcé, de discontinuités entre lignes de propagation multimodale. »
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, septembre 1997
- [6] **M.DRISSI , V.F.HANNA , J.CITERNE**
« Analysis of coplanar waveguide radiating end effects using the integral equation technique »
IEEE Trans On. M.T.T. , Vol 39, pp.112-116, Janvier 1991

- [7] **M.KAHRIZI , T.K. SARKAR.**
 « Analysis of a wide radiating slot in the ground plane of a microstrip line ».
 IEEE MTT , vol 41 , pp 29-37 , janvier 1993.
- [8] **N.J . DIB , L.P.B .KATEHI , G.E . PONCHAK, R.N. SIMONS .**
 « Theoretical and experimental characterization of coplanar waveguide discontinuities
 for filter applications ».
 IEEE Trans On MTT , vol.39, pp873-881 ,mai 1991.
- [9] **A SOMMERFELD**
 « Partial Differential Equations in Physics »
 Academic Press 1964
- [10] **J.R. MOSIG, F.E. GARDIOL**
 « A Dynamical Radiation Model for Microstrip Structures »
 In Advances in Electronics and Electrom Physics, Vol 59, pp 139-237, October 1982
- [11] **NOYAN KINAYMAN, M. I. AKSUN**
 « Efficient Use of Closed-Form Green's Functions for the Analysis of Planar Geometries
 With Vertical Connections and Antennas ».
 IEEE Trans On MTT, Vol.45, N°.5, pp 593-603, may 1997..
- [12] **H. LEGAY, R. GILLARD, J. CITERNE, G. PITON.**
 « Effets d'un trou métallisé sur les caractéristiques de rayonnement d'une antenne
 plaque microruban alimentée par une ligne coaxiale à travers le plan de masse »
 Ann. Télécom., Vol 46, N° 7-8, pp 367-381, Mars 1991.
- [13] **L. VEGNI, R.CICCHETTI, P.CAPECE.**
 « Spectral Dyadic Green's Function Formulation for Planar Integrated Structures»
 IEEE Trans On Antennas and Propagation, Vol 36, No. 8 pp1057-1063, August 1988

- [14] **SHENG-GEN. PAN, INGO. WOLFF.**
« Scalarization of Dyadic Spectral Green's Functions and Network Formalism for Three-Dimensional Full-Wave Analysis of Planar Lines and Antennas ».
IEEE MTT, Vol.42, N°11, pp 2118-2127, november 1994..
- [15] **T. ITOH.**
« Spectral Domain Immitance Approach for Dispersion Characteristics of Generalized Printed Transmission Lines ».
IEEE MTT, Vol.28, N°7, pp 733-736, July 1980.
- [16] **D. M. POZAR.**
« Improved Computational Efficiency for the Moment Method Solution of Printed Dipoles and Patches ».
Electromagnetics Vol 3, pp 299-309, 1983
- [17] **L. B. FELSEN, AND N. MARCUVITY.**
«Radiation and Scattering of Waves. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1971».
- [18] **WILLIAM P. HAROKOPUS, LINDA P. B. KATEHI**
« Electromagnetic Coupling and Radiation Loss Considerations in Microstrip (M)MIC Design ».
IEEE Trans MTT, Vol.39, N°3, pp 413-421, March 1991..
- [19] **THOMAS BECKS, INGO WOLFF**
«Analysis of 3-D Metallization Structures by a Full-Wave Spectral Domain Technique»
IEEE Trans MTT, Vol. 40, N°12, pp 2219-2227, December 1992..
- [20] **R.F.HARRINGTON**
Time-harmonic electromagnetic fields . New York :
MC Graw-Hill ,1961

- [21] **Ph LEPELTIER.**
 « Le dipôle imprimé alimenté par un couplage électromagnétique avec une ligne microruban. Analyse au moyen des Equations Intégrales. »
 Thèse de l'Université, INSA Rennes.
- [22] **P.B. KATEHI, N.G. ALEXOPOULOS.**
 « Frequency-Dependent Characteristics of Microstrip Discontinuities in Millimeter-Wave Integrated Circuits ».
 IEEE MTT Vol 33, N°12, december 1990.
- [23] **T.S. HORNG, S.C. WU, H.Y. YANG, N.G. ALEXOPOULOS**
 « A Generalized Methode for Distinguishing Between radiation and Surface-Wave Losses in Microstrip Discontinuities »
 IEEE MTT Vol 38, N°10, PP 1029-1035, October 1985
- [24] **A. SKRIVERIK, J.R. MOSIG**
 « Equivalent Circuit of Microstrip Discontinuities Including Radiation Effects »
 IEEE MTT-Symposium, pp 1147-1150, 1989.
- [25] **A. SKRIVERVIK AND J. R. MOSIG.**
 «Impedence Matrix of Multiport Microstrip Discontinuities Including Radiation Effetcts pp 453-461»
- [26] **B. LINOT, M.F. WONG, O. PICON, V. FOUAD-HANNA**
 « Application numérique de la méthode d'étalonnage TRL à un simulateur Electromagnétique pour l'extraction des paramètres S de discontinuités planaires »
 JNM Paris CNAM 4-5-6 Avril 1995.
- [27] **W.P. HAROKOPUS, P.B. KATEHI**
 « Characterization of Microstrip Discontinuities on Multilayer Dielectric Substrates including Radiation Losses »
 IEEE Trans On MTT, Vol 37, pp2058-2066, December 1989

- [28] **R. GILLARD, J.H CORRE, M. DRISSI, J. CITERNE**
« A General Treatment of Matched Terminations Using Integral Equations-Modeling and Applications»
IEEE Trans On MTT, Vol 42, No.12. pp2545-2553, December 1994
- [29] **R. PRONY.**
« Essai expérimental et analytique .. »
Paris J. L'Ecole Polytechnique , 1 ,Calvier 2, 1795, pp. 24-76.
- [30] **T. K. SARKAR, O. PEREIRA.**
« Using the Matrix Pencil Method to Estimate the Parameters of Sum of Complex Exponentials »
IEEE AP, Vol 37, N°1, February 1995.
- [31] **T.K. SARKAR, Y. HUA.**
« On SVD for estimating generalized eigenvalues of singular matrix pencil in noise »
IEEE SP, Vol 39, N°4, pp. 892-900, april 1991.
- [32] **M.D. WU, S.M. DENG, R.B. WU.**
« FULL-Wave Characterization of Mode Conversion in a Coplanar Waveguide right-angled bend »
IEEE Trans On MTT, Vol 43, pp2532-2538, November 1995

Deuxième chapitre

« Formulation intégrale mixte (électrique-magnétique) pour l'étude de structures multiniveaux. »

II Formulation intégrale mixte (électrique - magnétique) pour l'étude de structures multiniveaux :

II-1 Introduction :

L'étude de discontinuités de lignes coplanaires constitue l'application principale des travaux que nous résumons dans ce document. Les lignes coplanaires présentent de nombreux avantages par rapport aux lignes microrubans :

Les conducteurs de référence et le conducteur central se situent sur un même plan, la ligne coplaire autorise facilement l'insertion, en parallèle ou en série, de composants actifs ou passifs [1] Ces connexions ne nécessitent pas l'emploi de trous métallisés, indispensables en technologie microruban [2].

Structure propageant un mode quasi-TEM, la ligne coplaire présente une dispersion fréquentielle de la permittivité relative effective et de l'impédance caractéristique moins prononcée que tout autre ligne planaire [3]. Il convient de noter également que ces deux paramètres fondamentaux peuvent être réglés en modifiant les dimensions géométriques de la ligne, tout particulièrement en ajustant le rapport existant entre les largeurs du ruban central et des fentes, tout en conservant la même hauteur de substrat.

Par ailleurs, l'intégration monolithique à haute densité induit la génération de discontinuités au niveau des lignes coplanaires reliant les fonctions électroniques entre elles. Des études théoriques et expérimentales tentent à démontrer que les discontinuités de lignes coplanaires occasionnent beaucoup moins de pertes par rayonnement que les discontinuités de lignes microrubans [4] [5]. Toutefois, lorsque la discontinuité coplaire est asymétrique, elle génère un mode fente parasite. On remédie généralement à cet inconvénient en utilisant un ou plusieurs ponts à air, situés de part et d'autre de la discontinuité [6].

Cette contrainte technologique se retrouve naturellement au niveau du développement d'un simulateur électromagnétique apte à caractériser les discontinuités de lignes coplanaires.

Nous devons envisager, d'une part, de prendre en compte la composante verticale du courant électrique et, d'autre part, considérer une métallisation supplémentaire située sur un niveau supérieur à la ligne coplanaire.

Pour l'étude de circuits uniquement planaire, le couplage entre les cellules élémentaires de courant peut très vite être négligé lorsque la distance les séparant augmente. Cela entraîne que de nombreux termes de réaction $\tilde{Z}_{uv}(\rho_{ij})$ ($u,v = x,y$) peuvent être négligés [7].

La description de métallisations 3D engendre non seulement un nombre plus élevé de cellules élémentaires mais induit également des phénomènes de couplage plus importants. Le système homogène final (équation I-38) est alors généralement associé à une matrice pleine.

Une maîtrise des ressources informatiques implique par conséquent que l'on recherche et exploite une formulation intégrale qui minimise le nombre des inconnues. Compte tenu des surfaces métalliques mises en jeu, notre effort s'est porté sur la description de la ligne coplanaire. Une topologie de base est présentée figure II-1.

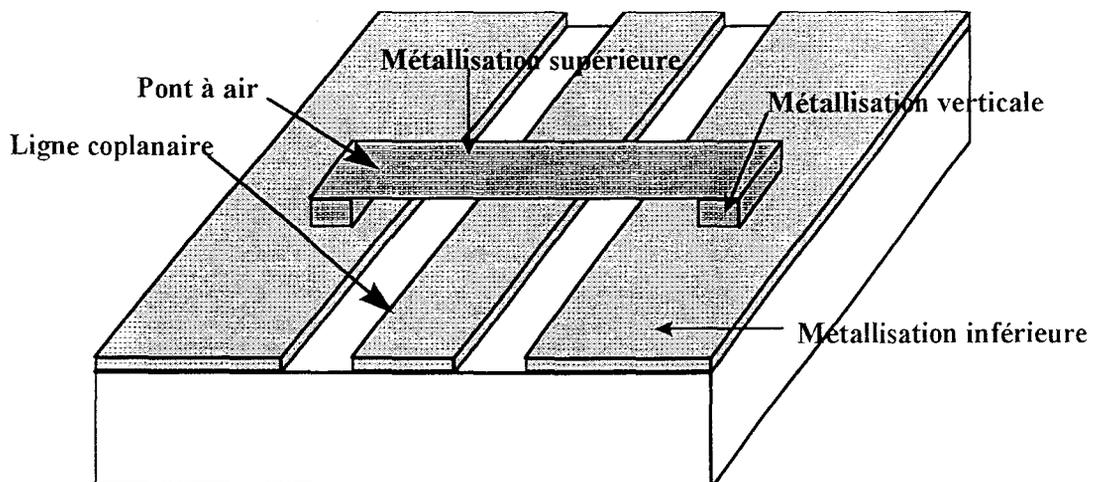


Figure II-1 : Ligne coplanaire enjambée par un pont à air.

Etant donné la complexité du problème, nous avons séparé le développement du simulateur en trois étapes successives qui sont respectivement :

- La description optimale de lignes coplanaires.
- La prise en compte d'un niveau de métallisation supplémentaire.
- La connexion des deux niveaux de métallisations par le biais d'une métallisation verticale.

Ce dernier point constitue l'une des étapes les plus complexes de notre travail. Aussi, avons nous décidé de lui consacrer un chapitre entier de ce manuscrit. L'objectif de ce deuxième chapitre consiste donc à résumer la démarche que nous avons suivie afin de simuler deux niveaux de métallisations décrivant par ailleurs deux topologies différentes, l'une, du type coplanaire, l'autre, du type microruban.

II-2 Equation intégrale magnétique pour l'analyse de structures coplanaires :

II-2-1 Présentation du modèle retenu :

En technologie coplanaire, la surface des conducteurs métalliques de référence est très importante comparativement à celle délimitée par les fentes diélectriques. En conservant la formulation intégrale présentée dans la première partie de ce manuscrit, un nombre important de fonctions de base doit être pris en compte afin de décrire avec précision l'évolution des courants électriques à la surface des métallisations.

Incités en cela par les publications déjà parues sur le sujet [8] [9] [10] [5], nous avons modifiés notre formalisme intégrale pour l'analyse de structures microfentes et coplanaires. En résumé, l'équation intégrale est maintenant obtenue en exprimant la continuité du champ magnétique au niveau des ouvertures du plan de masse (appelées généralement « fentes »).

Nous illustrons cette démarche en considérant la structure présentée FigureII-2. La configuration de cette ligne fente fait apparaître deux demi espaces a et b séparés par le plan de masse partiel en $z=0$.

Le calcul des fonctions de Green est mené en s'appuyant sur le calcul des fonctions de Green des deux demi espaces a et b par application du principe d'équivalence [11] [12] [13]. Très utilisée, cette démarche, de nos jours, peut être qualifiée de classique. Aussi, nous rappelons ici brièvement la méthode.

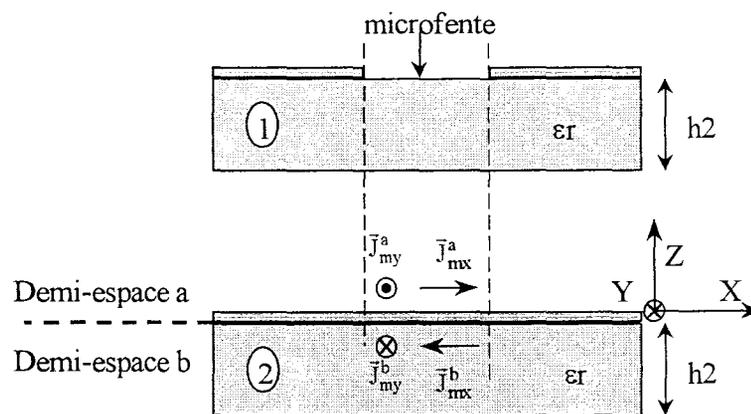


Figure II-2: Coupe transversale d'une ligne microfente.
 (1) problème original.
 (2) problème équivalent.

La présence du champ électromagnétique d'excitation ($\vec{E}^{\text{ext}}, \vec{H}^{\text{ext}}$) produit par des sources à distance finie, induit un champ électrique diffracté \vec{E} dans les fentes en $z=0$. Par le principe d'équivalence, les ouvertures sont remplacées par un conducteur électrique infinement mince parcouru de part et d'autre par des courants surfaciques magnétiques équivalents, \vec{J}_m tels que les montre la figureII-2.

Ces courants sont définis de la façon suivante :

$$\vec{J}_m^a = \vec{E}^a \times \vec{e}_z \quad \vec{J}_m^b = -\vec{E}^b \times \vec{e}_z, \text{ avec } \vec{J}_m^a = -\vec{J}_m^b = \vec{J}_m \quad (\text{II-1})$$

Il s'en suit que l'espace entier se réduit à la superposition des deux demi espaces a et b dans lesquels s'introduisent les distribution \vec{J}_m et $-\vec{J}_m$ comme l'illustre la figure II-2.

Les champs magnétiques des deux demi espaces sont reliés aux densités de courant magnétique par les relations intégrales suivantes :

$$\begin{aligned}\vec{H}^a(\vec{r}, z) &= \iint_{s'} \overline{\overline{G}}_{HM}^a(\vec{r}, z; \vec{r}', z'=0) \cdot \vec{J}_m^a(\vec{r}', z'=0) d\vec{r}' \\ \vec{H}^b(\vec{r}, z) &= \iint_{s'} \overline{\overline{G}}_{HM}^b(\vec{r}, z; \vec{r}', z'=0) \cdot \vec{J}_m^b(\vec{r}', z'=0) d\vec{r}'\end{aligned}\quad (II-2)$$

où S représente la surface des fentes diélectriques, $\vec{r} = x\hat{x} + y\hat{y}$, $\vec{r}' = x'\hat{x} + y'\hat{y}$.

A présent l'équation intégrale est établie en exprimant la continuité du champ magnétique dans les fentes. En absence d'excitation locale, la condition de continuité des champs magnétiques tangentiels en $z=0$ s'écrit :

$$\vec{e}_z \times [\vec{H}^a - \vec{H}^b] = \vec{0} \quad (II-3)$$

En présence d'une excitation, il vient :

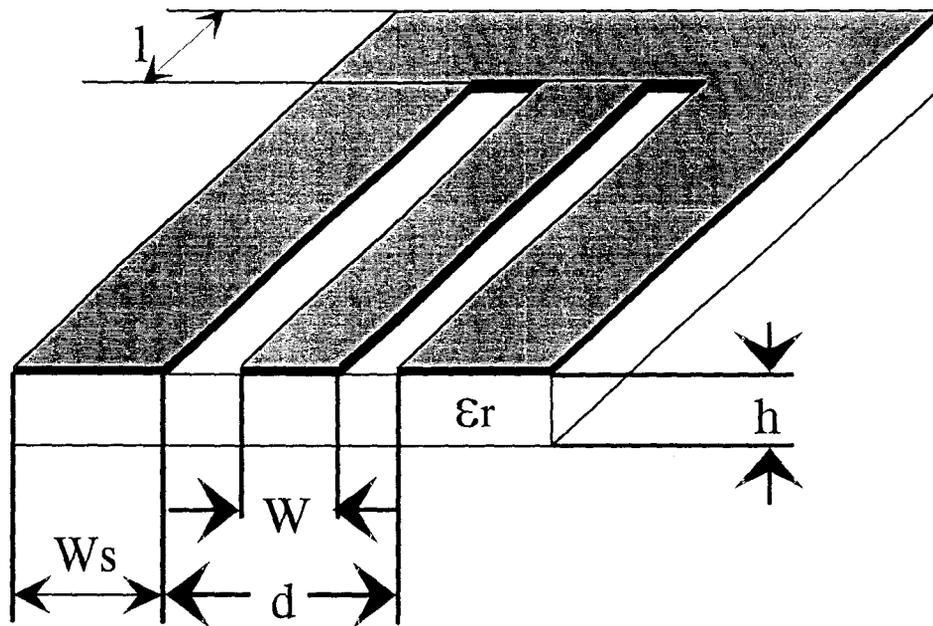
$$\vec{e}_z \times [\vec{H}^a - \vec{H}^b] = \vec{e}_z \times \vec{H}^{\text{ext}} \quad (II-4)$$

Cette relation mise sous sa forme intégrale s'écrit :

$$\begin{aligned}\vec{e}_z \times \left[\iint_{s'} \left(\overline{\overline{G}}_{HM}^a(\vec{r}, z=0; \vec{r}', z'=0) + \overline{\overline{G}}_{HM}^b(\vec{r}, z=0; \vec{r}', z'=0) \right) \cdot \vec{J}_m(\vec{r}', z'=0) \cdot d\vec{r}' \right] \\ = \vec{e}_z \times \vec{H}^{\text{ext}}(\vec{r}', z'=0) = \vec{J}_e^{\text{ext}}(\vec{r}', z'=0)\end{aligned}\quad (II-5)$$

Par commodité, nous noterons :

$$\overline{\overline{G}}_{HM}^a(\vec{r}, z=0; \vec{r}', z'=0) + \overline{\overline{G}}_{HM}^b(\vec{r}, z=0; \vec{r}', z'=0) = \overline{\overline{G}}_{HM}(\vec{r}, z=0; \vec{r}', z'=0)$$



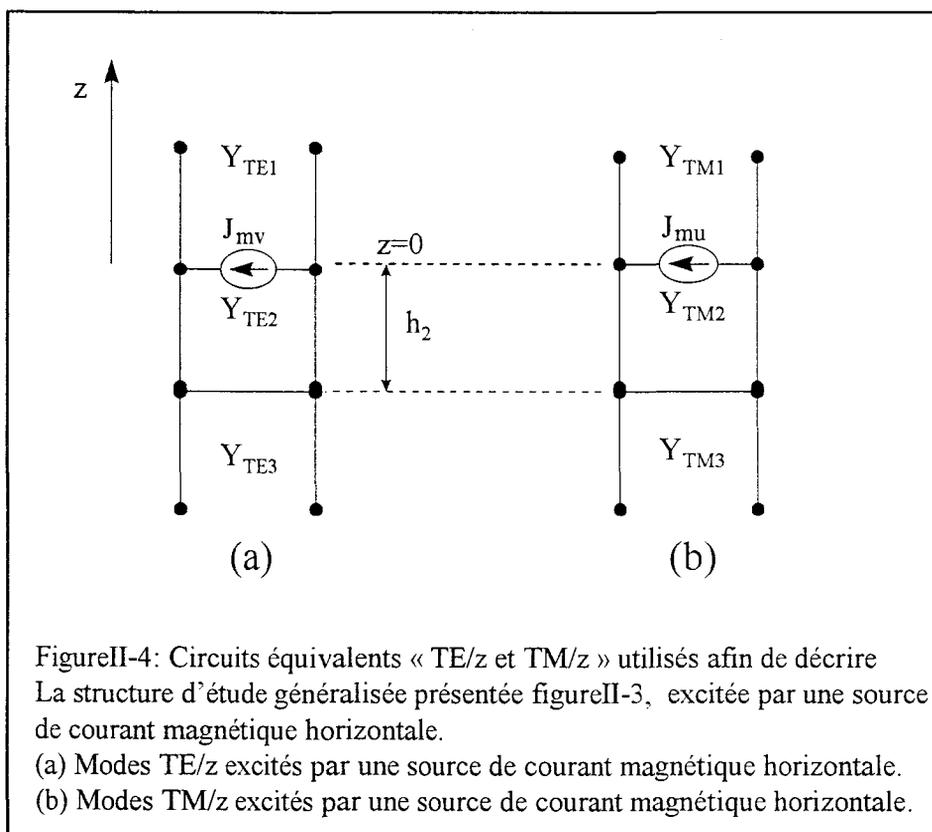
$W = 50\mu\text{m}$, $d = 150\mu\text{m}$, $h = 500\mu\text{m}$, $l = 250\mu\text{m}$, $\epsilon_r = 13$

Figure II-3 : Structure d'étude.

Le calcul des fonctions de Green s'opère dans l'espace transformé de Fourier. Les relations liant le courant magnétique au champ électrique sont mises à profit afin de déterminer les expressions de ces fonctions. Etape que nous pouvons à présent résumer.

II-2-2 Expressions des fonctions de Green :

La structure d'étude peut être schématisée par le biais de la figureII-3. Bien évidemment, une ligne coplanaire fera apparaître deux fentes diélectriques en $z=0$ sans pour autant modifier les fonctions de Green. La recherche de la fonction dyadique de Green, se résume ici à la détermination de quatre composantes horizontales : \tilde{G}_{HM}^{xx} , \tilde{G}_{HM}^{xy} , \tilde{G}_{HM}^{yx} , \tilde{G}_{HM}^{yy} . En suivant la procédure présentée au sein du premier chapitre, nous allons considérer le schéma type ligne de transmission suivant :



FigureII-4: Circuits équivalents « TE/z et TM/z » utilisés afin de décrire La structure d'étude généralisée présentée figureII-3, excitée par une source de courant magnétique horizontale.
 (a) Modes TE/z excités par une source de courant magnétique horizontale.
 (b) Modes TM/z excités par une source de courant magnétique horizontale.

Pour ce cas de figure, le « point d'observation » et le « point source » sont de nouveau situés sur un même interface, en $z=0$. Les équations des lignes de transmission sont alors résumé à leur plus simple expression. Pour $z = 0 + \varepsilon = 0^+$, les équations décrites au premier chapitre nous donnent :

$$V(0^+,0) = -\frac{i}{\tilde{Y}(0)} \text{ et } I(0^+,0) = -\frac{i \cdot \tilde{Y}(0)}{\tilde{Y}(0)} \text{ donc } \frac{I(0^+,0)}{V(0^+,0)} = \tilde{Y}(0) \quad (\text{II-6})$$

De même, en $z = 0 - \varepsilon = 0^-$ il vient :

$$\frac{I(0^-,0)}{V(0^-,0)} = -\tilde{Y}(0) \quad (\text{II-7})$$

En identifiant le champ magnétique à I et le champ électrique (donc le courant magnétique) à V , les champs magnétiques $\tilde{H}_V^{a,b}$ et $\tilde{H}_U^{a,b}$ sont alors naturellement reliés aux courants magnétiques par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \tilde{H}_V^{a,b}(\vec{k}_t,0) &= Y_{TE}^{a,b} \cdot \tilde{J}_{mv}(\vec{k}_t,0) \\ \tilde{H}_U^{a,b}(\vec{k}_t,0) &= Y_{TM}^{a,b} \cdot \tilde{J}_{mu}(\vec{k}_t,0) \end{aligned} \quad (\text{II-8})$$

Les admittances $Y_{TM}^{a,b}$ et $Y_{TE}^{a,b}$ peuvent être exprimées à l'aide des admittances vues par les sources pour $z = 0^+$ et $z = 0^-$.

Pour $z = 0^+$, considérant les modes TM/z, il vient :

$$\frac{\tilde{H}_U^a(\vec{k}_t,0)}{\tilde{E}_V^a(\vec{k}_t,0)} = \frac{\tilde{H}_U^a(\vec{k}_t,0)}{\tilde{J}_{mu}(\vec{k}_t,0)} = Y_{TM}^a = Y_{TM1} \quad (\text{II-9})$$

Pour les modes TE/z, nous avons :

$$\frac{\tilde{H}_V^a(\vec{k}_t,0)}{\tilde{E}_U^a(\vec{k}_t,0)} = \frac{\tilde{H}_V^a(\vec{k}_t,0)}{\tilde{J}_{mv}(\vec{k}_t,0)} = Y_{TE}^a = Y_{TE1} \quad (\text{II-10})$$

Considérons à présent $z = 0^-$, nous obtenons de façon similaire les expressions suivantes :

Pour les modes TM/z :

$$\frac{\tilde{\tilde{H}}_u^b(\bar{k}_t, 0)}{\tilde{\tilde{E}}_v^b(\bar{k}_t, 0)} = \frac{\tilde{\tilde{H}}_u^b(\bar{k}_t, 0)}{-\tilde{\tilde{J}}_{mu}(\bar{k}_t, 0)} = -Y_{TM}^b = -Y_{TM2} \cdot \frac{Y_{TM2} + Y_{TM3} \cdot \coth(\gamma_2 \cdot h_2)}{Y_{TM3} + Y_{TM2} \cdot \coth(\gamma_2 \cdot h_2)}$$

(II-11)

enfin, pour les modes TE/z, nous obtenons :

$$\frac{-\tilde{\tilde{H}}_v^b(\bar{k}_t, 0)}{\tilde{\tilde{E}}_u^b(\bar{k}_t, 0)} = \frac{-\tilde{\tilde{H}}_v^b(\bar{k}_t, 0)}{\tilde{\tilde{J}}_{mv}(\bar{k}_t, 0)} = -Y_{TE}^a = -Y_{TE2} \cdot \frac{Y_{TE2} + Y_{TE3} \cdot \coth(\gamma_2 \cdot h_2)}{Y_{TE3} + Y_{TE2} \cdot \coth(\gamma_2 \cdot h_2)}$$

(II-12)

avec :

$$Y_{TEi} = -\frac{\gamma_i}{j \cdot \omega \cdot \mu_i}$$

$$Y_{TMi} = -\frac{j \cdot \omega \cdot \epsilon_i}{\gamma_i}$$

(II-13)

γ_i , ϵ_i et μ_i représentent respectivement la constante de propagation, la permittivité et la perméabilité du milieu i .

Le retour dans l'espace (O, x, y, z) se fait naturellement par un changement de repère identique à celui présenté au niveau du premier chapitre. Sachant que nous avons retenu la notation suivante :

$$\overline{\overline{G}}_{HM}^a(\bar{r}, z = 0; \bar{r}', z' = 0) + \overline{\overline{G}}_{HM}^b(\bar{r}, z = 0; \bar{r}', z = 0) = \overline{\overline{G}}_{HM}(\bar{r}, z = 0; \bar{r}', z' = 0)$$

il vient :

$$\begin{aligned}
\tilde{G}_{HM}^{xx}(\bar{k}_t, 0, 0) &= Y_{TE} \cdot \cos^2 \delta + Y_{TM} \cdot \sin^2 \delta \\
\tilde{G}_{HM}^{xy}(\bar{k}_t, 0, 0) &= \tilde{G}_{HM}^{yx}(\bar{k}_t, 0, 0) = \sin \delta \cdot \cos \delta \cdot (Y_{TE} - Y_{TM}) \quad (\text{II-14}) \\
\tilde{G}_{HM}^{yy}(\bar{k}_t, 0, 0) &= Y_{TE} \cdot \sin^2 \delta + Y_{TM} \cdot \cos^2 \delta
\end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned}
Y_{TE} &= Y_{TE}^a + Y_{TE}^b \\
Y_{TM} &= Y_{TM}^a + Y_{TM}^b
\end{aligned} \quad (\text{II-15})$$

II-2-3 Application de la méthode des moments :

Après avoir déterminé l'ensemble des termes de la fonction dyadique de Green, l'étape suivante consiste à appliquer la méthode des moments afin de transformer l'équation intégrale en un système matriciel homogène.

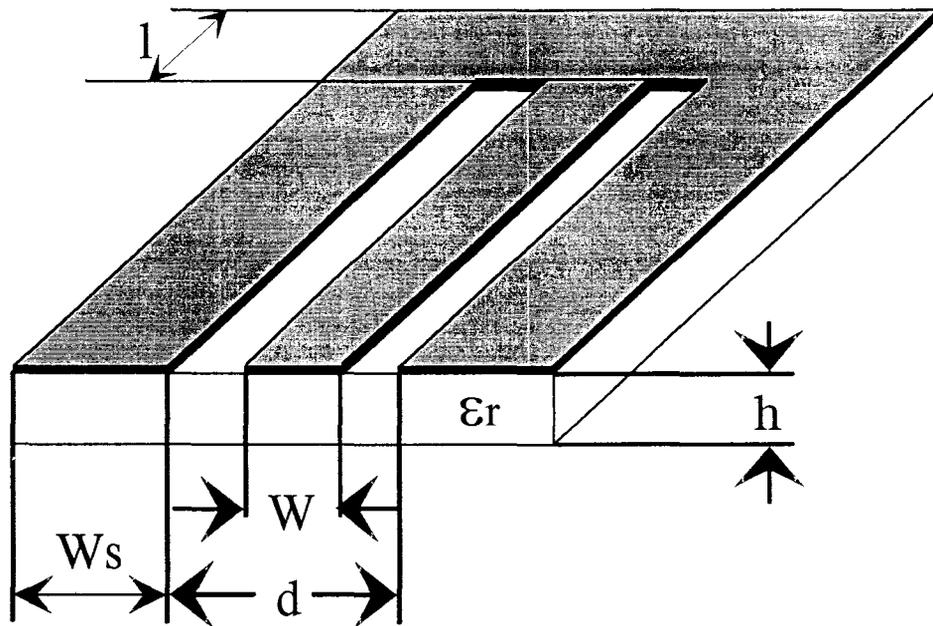
Cette équation intégrale se résout classiquement en suivant la procédure de Galerkin dans l'espace transformé de Fourier, procédure présentée brièvement dans le premier chapitre. Les fonctions de base représentent maintenant une densité de courant magnétique[14].

Il convient également de préciser que la continuité du champ électrique tangent à la surface des fentes diélectriques est implicitement vérifiée en prenant $\bar{J}_m^a = -\bar{J}_m^b$.

Le système homogène final peut être représenté sous la forme suivante :

$$\left[\tilde{Y}_{uv}(\rho_{ij}) \right] \cdot \begin{bmatrix} V_{xj}^m \\ V_{yj}^m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_{xj}^{\text{ext}} \\ I_{yj}^{\text{ext}} \end{bmatrix} \quad (\text{II-16})$$

avec $u, v = x, y$.



$W = 50\mu\text{m}$, $d = 150\mu\text{m}$, $h = 500\mu\text{m}$, $l = 250\mu\text{m}$, $\epsilon_r = 13$

Figure II-5 : Structure d'étude.

V_{xj}^m, V_{yj}^m sont deux vecteurs colonnes regroupant les pondérations inconnues des fonctions de bases. L'excitation, symbolisée par le second membre est ici un générateur de courant électrique parallèle localisé au niveau des fentes diélectriques[15] [5].

II-2-4 Comparaison entre les formulations intégrales électrique et magnétique pour l'étude de lignes coplanaires :

Le bon sens peut justifier à lui seul l'emploi d'une formulation intégrale magnétique pour l'étude de structures coplanaires. Néanmoins, nous avons voulu illustrer l'efficacité de cette approche sur un exemple simple.

Pour cela, nous avons effectué une comparaison entre les formulations intégrales électriques et magnétiques, tant sur la précision des résultats que sur les ressources informatiques mises en jeu.

Cette démarche est illustrée par l'exemple présenté figureII-5. Il s'agit d'une ligne coplaire terminée par un court-circuit. La résolution de l'équation intégrale électrique nécessite la discrétisation des métallisations et par conséquent nous impose de limiter la largeur des plans de masse latéraux. Les résultats liés à cette approche sont associés à trois largeurs (W_s) des plans de masse, qui sont respectivement : $W_s = W, 2W, 3W$. W représente la largeur du ruban central. La longueur notée l sur la figureII-5 est choisie afin de ne pas influencer les résultats.

D'un point de vue mathématique, W_s et l s'étendent à l'infini lorsque l'équation intégrale magnétique est considérée.

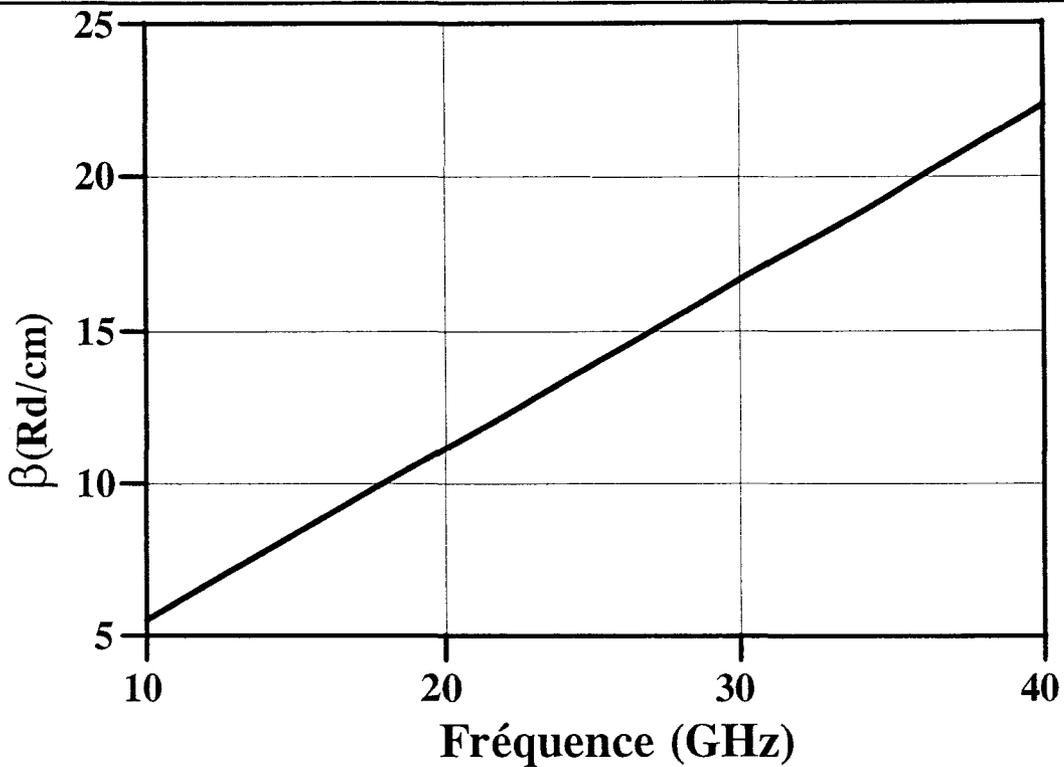


Figure II-6 : Constante de phase de la ligne coplanaire.

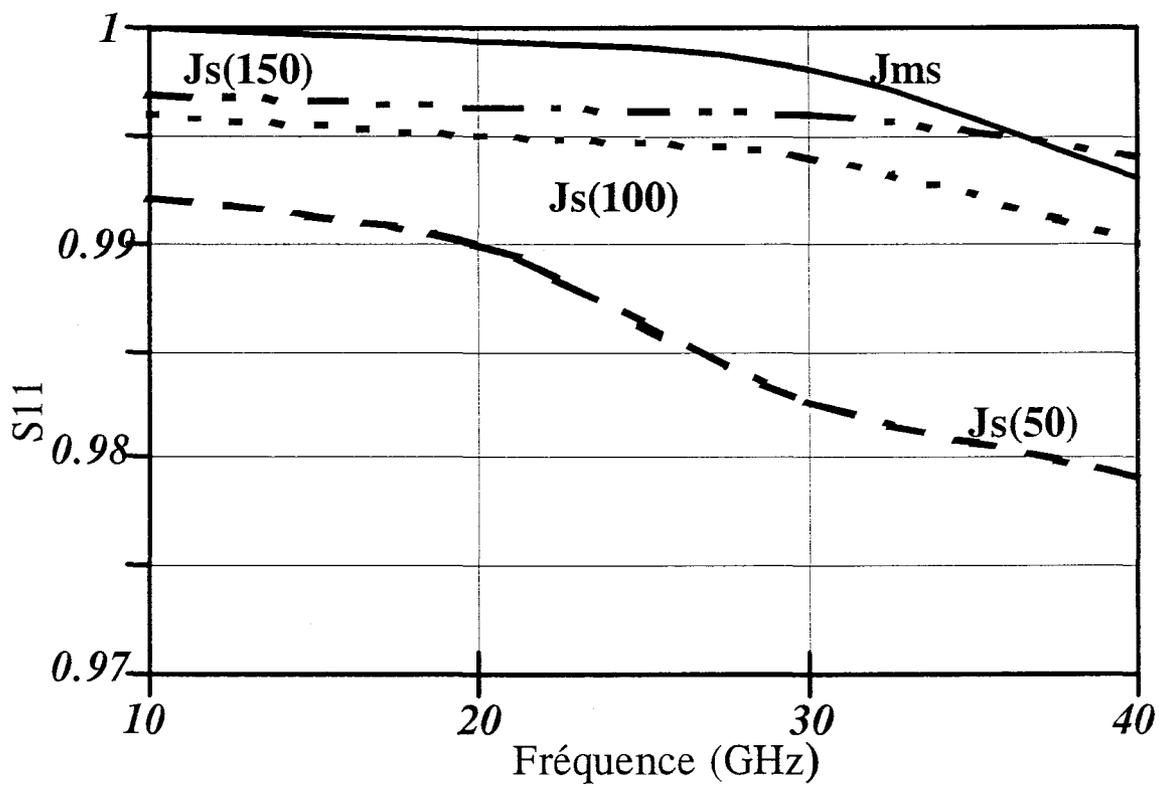


Figure II-7: Facteur de réflexion obtenu par les différentes approches $J_s(W_s)$.

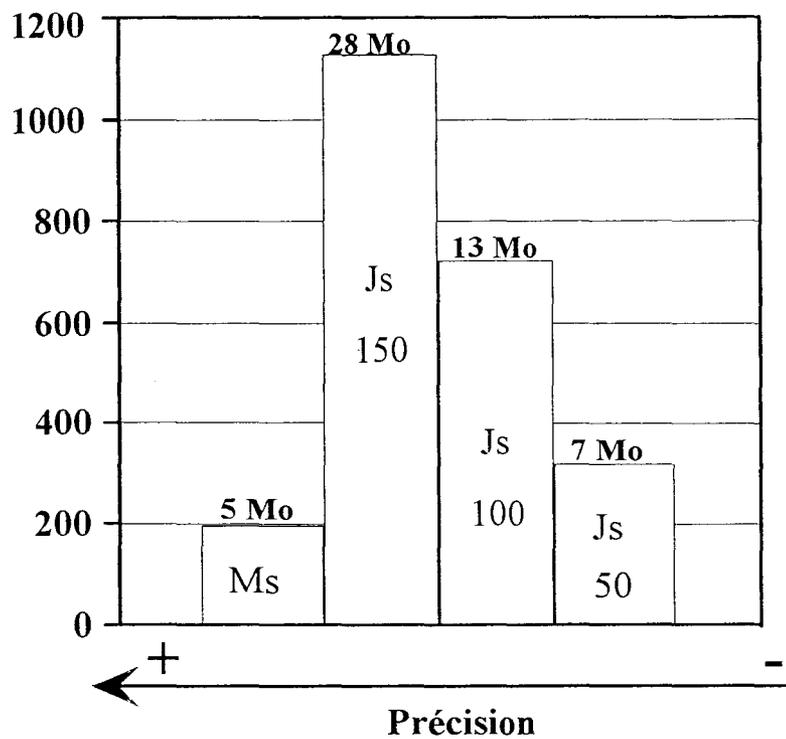


Figure II-8 : Espace mémoire nécessaire

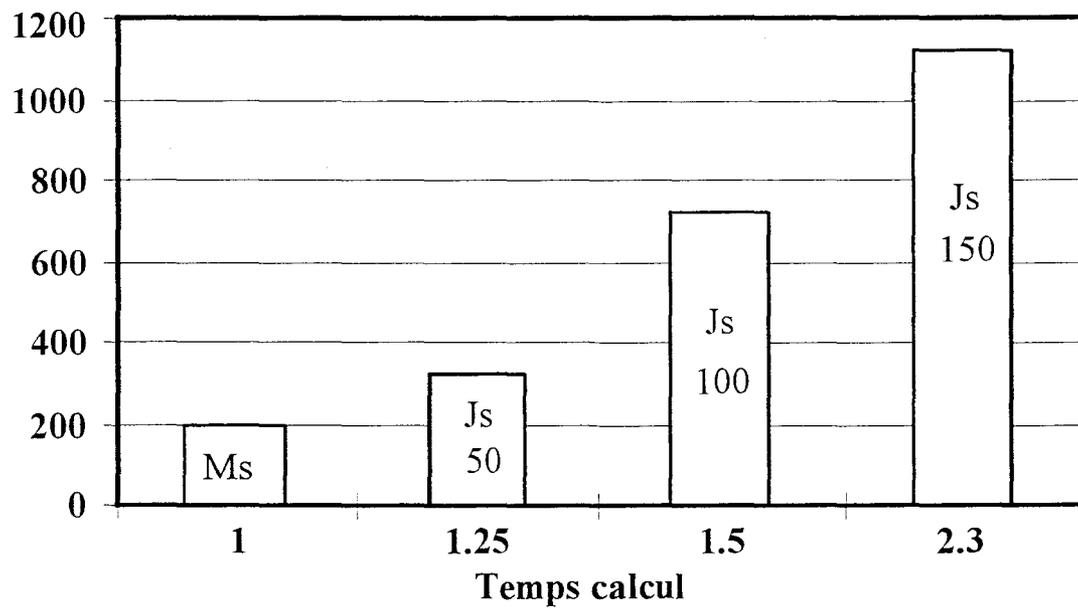


Figure II-9 : Temps calcul normalisé

La détermination de la constante de propagation du mode fondamental coplanaire donne des résultats similaires quelque soit le formalisme retenu (figureII-6). Par contre, une dispersion notable des valeurs du coefficient de réflexion, caractérisant la terminaison, est observée sur la figureII-7. En technologie coplanaire, les largeurs des rubans latéraux (notés W_s) sont en règle générale très grandes par rapport à celle du ruban central (noté W). Nous vérifions qu'une limitation de W_s à une valeur égale à trois fois W ne suffit pas à décrire correctement le comportement de la discontinuité coplanaire. Poursuivre dans cette voie et augmenter à nouveau W_s serait très pénalisant en matière de ressources informatiques. Les figures II-8 et II-9 illustrent ce dernier point.

Nous démontrons le résultat attendu à savoir que la formulation intégrale magnétique est la plus performant pour l'étude de lignes coplanaires.

II-2-5 Extension du concept de terminaisons adaptées numériques pour l'étude de discontinuités entre lignes coplanaires :

II-2-5-1 Principe de la méthode :

Nous ne reviendrons pas, à ce stade de l'exposé sur l'ensemble des avantages qu'engendre l'utilisation de terminaisons adaptées numériques, présentées au niveau du premier chapitre. Dans le cadre de notre étude, nous avons étendu avec succès ce formalisme à l'étude de discontinuités entre lignes coplanaires, faisant intervenir la notion de courant magnétique [16] [10].

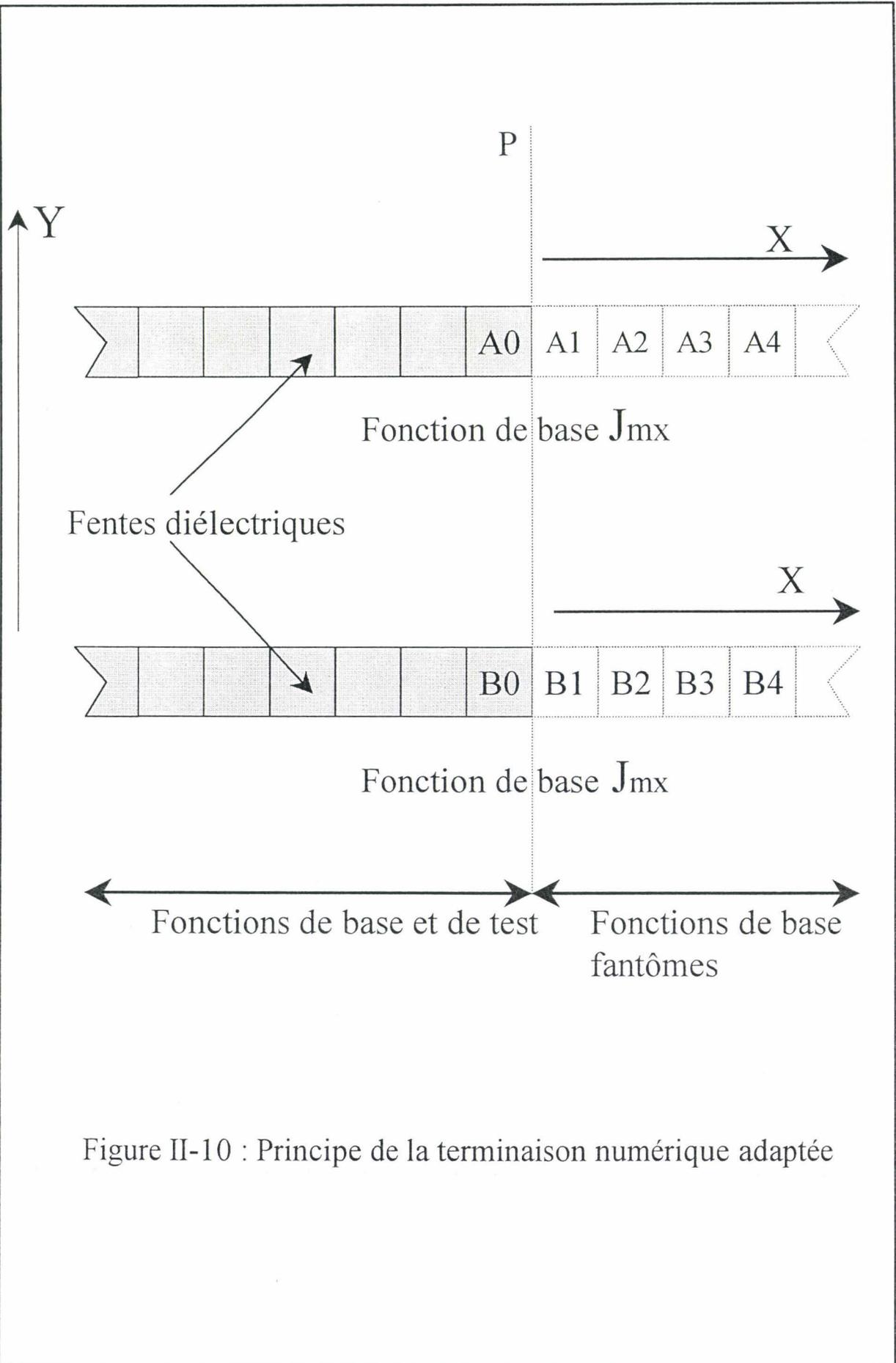


Figure II-10 : Principe de la terminaison numérique adaptée

Le principe repose sur le fait que l'on vient imposer, au niveau des fentes diélectriques, au-delà d'un plan de référence, une onde progressive. A titre d'exemple et afin de faciliter la présentation de ce formalisme, considérons une ligne coplanaire où la composante transversale du courant magnétique est négligée. Les fentes diélectriques ne supportent pas de fonction de base dans la direction Oy (figure II-10).

Une onde progressive se propageant suivant la direction de propagation Ox s'écrira, en considérant que $x=0$ au niveau du plan de référence:

$$\bar{J}_m(x, y) = \bar{J}_m(0, y).e^{-j2\pi\frac{x}{\lambda_g}} \quad (\text{II-17})$$

où λ_g est la longueur d'onde du mode considéré. Les fonctions de base à la limite (au plan P), seront appelées fonctions d'attache. Les coefficients de pondération des fonctions de base matérialisant la terminaison vérifient la relation de récurrence suivante :

$$V_{Ai} = V_{Ai-1}.e^{-j2\pi\frac{wx}{\lambda_g}} \quad (\text{II-18})$$

$$V_{Bi} = V_{Bi-1}.e^{-j2\pi\frac{wx}{\lambda_g}} \quad (\text{II-19})$$

Nous faisons apparaître au niveau de la figure II-10 les différentes fonctions de base matérialisant la terminaison adaptée numérique.

Comme les pondérations des fonctions de bases sont reliés entre eux, seuls les termes relatifs aux fonctions d'attache (A0,B0) dans la matrice de réaction seront modifiés [7], il vient :

$$\begin{matrix} & & \vdots & & \vdots & & \\ & & \vdots & & \vdots & & \\ \xrightarrow{i} & \cdots & Y_{i,A_0}^* & & Y_{i,B_0}^* & \cdots & \\ & & \vdots & & \vdots & & \\ & & \vdots & & \vdots & & \end{matrix} \circ \begin{pmatrix} V_{A0} \\ V_{B0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ I^{\text{ext}} \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II-20})$$

avec :

$$\begin{aligned}
 Y_{i,A_0}^* &= Y_{i,A_0} + Y_{i,A_1} e^{-2\pi j \frac{wx}{\lambda g}} + \dots + Y_{i,A_n} e^{-2\pi j \frac{nwx}{\lambda g}} \\
 Y_{i,B_0}^* &= Y_{i,B_0} + Y_{i,B_1} e^{-2\pi j \frac{wx}{\lambda g}} + \dots + Y_{i,B_n} e^{-2\pi j \frac{nwx}{\lambda g}}
 \end{aligned}$$

(II-21)

n est égal au nombre de fonctions de base utilisées pour matérialiser la terminaison.

Il a été démontré que la contribution des termes d'ordre élevé peut être très vite limitée, ceci à pour conséquence de limiter le nombre de fonctions nécessaires. Nous avons néanmoins repris une étude de convergence afin de vérifier les critères de convergence établis dans le cas de l'adaptation d'une onde de courant électrique.

II-2-5-2 Propriété de convergence de la Terminaison Adaptée Numérique Magnétique :

L'efficacité de notre formalisme est vérifiée par l'étude d'une ligne coplanaire fermée à l'une de ces extrémités par notre terminaison. Celle-ci est réalisée à l'aide de 5 fonctions de base. Sur la figure II-11, nous traçons l'évolution du module du facteur de réflexion dans la gamme de fréquence 10-100GHz. La longueur des fonctions de base (Wx) a été fixé afin d'assurer la convergence du processus numérique. On constate (figureII-11) que la valeur du coefficient

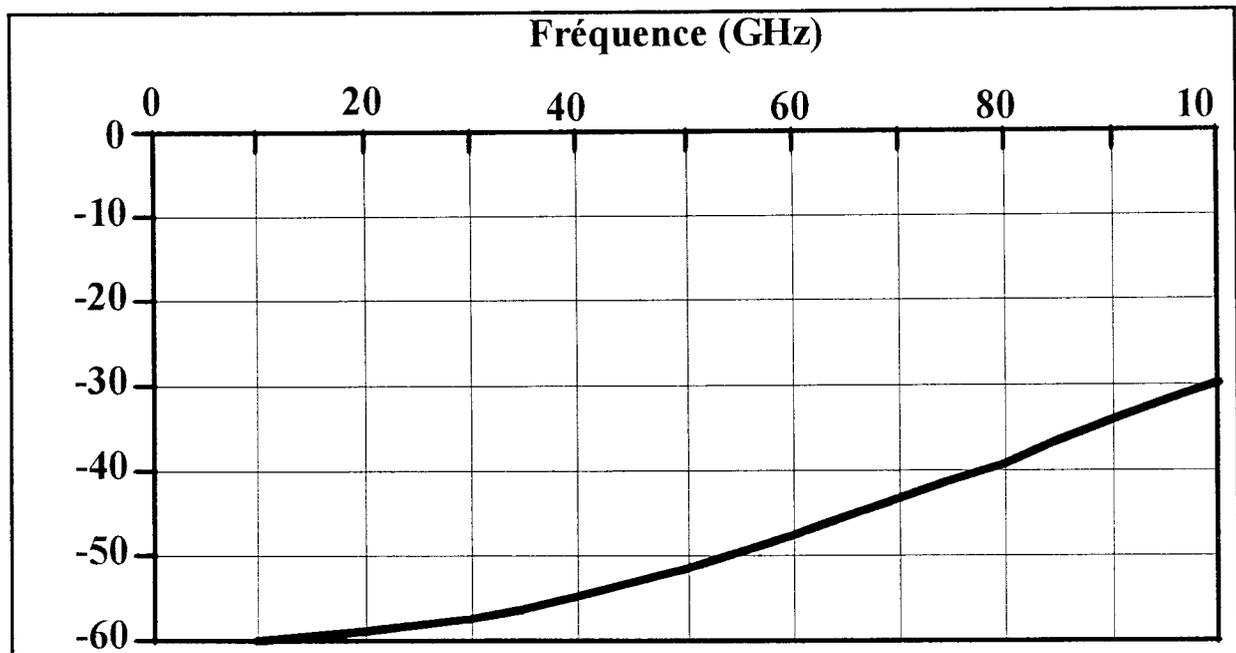


Figure II-11 : Evolution fréquentielle du facteur de réflexion d'une terminaison adaptée réalisée à l'aide de 5 fonctions de base

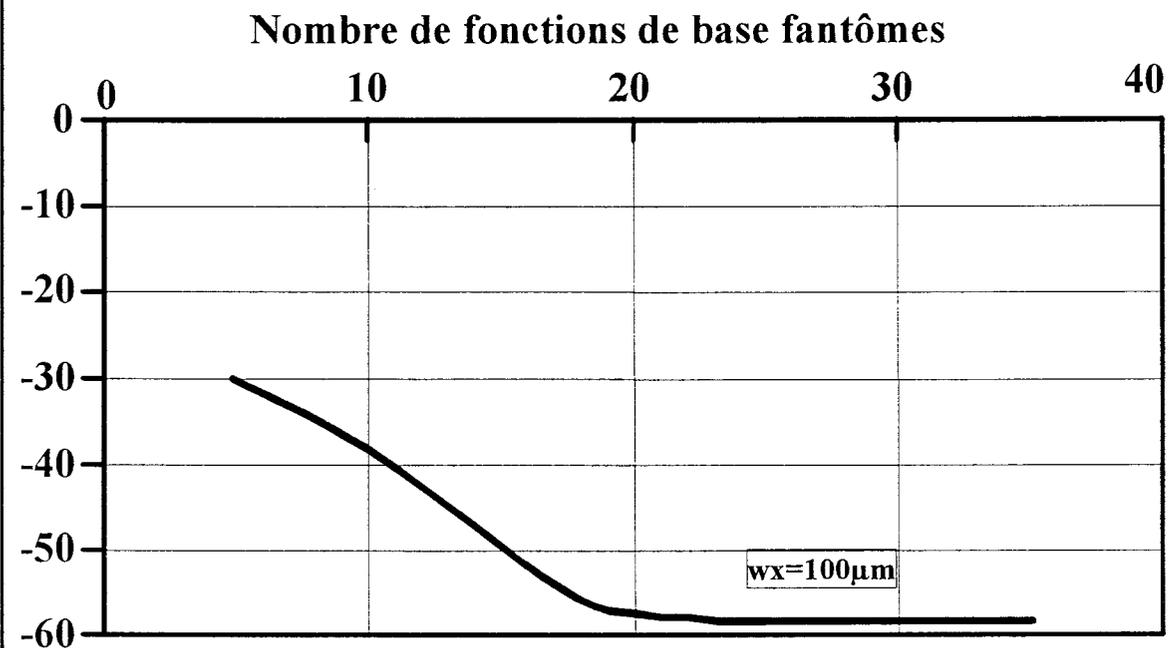


Figure II-12 : Evolution fréquentielle du facteur de réflexion d'une terminaison adaptée en fonction du nombre de fonctions de base fantômes. $F=100\text{GHz}$

de réflexion caractérisant la terminaison, augmente aux fréquences élevées. Ce constat tend à prouver que notre terminaison n'est valable que dans une faible bande de fréquence. En réalité, la convergence du processus numérique n'est plus vérifiée aux hautes fréquences.

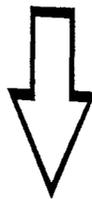
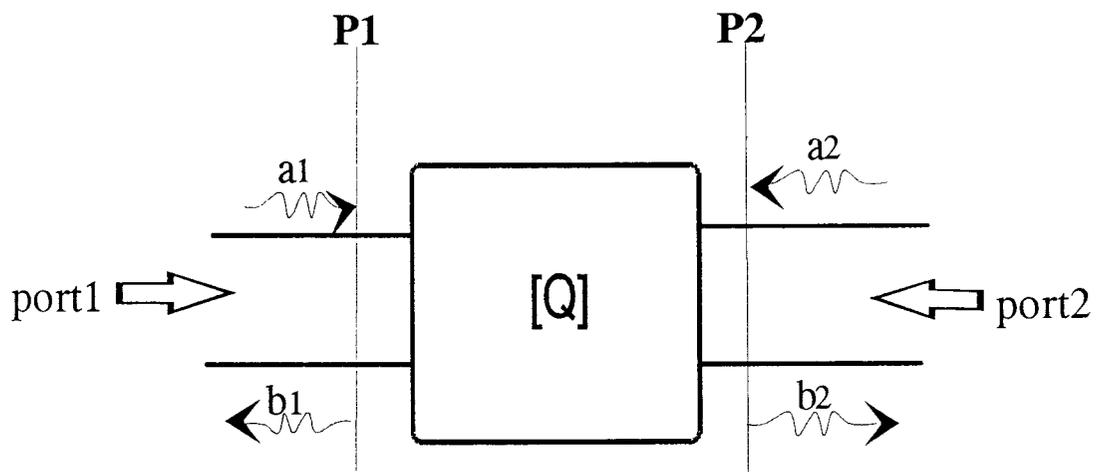
Afin d'illustrer ce phénomène, plaçons nous à une fréquence de 100 GHz, et faisons varier maintenant le nombre de fonctions de base nécessaires afin de réaliser la terminaison adaptée. Lorsque la longueur de la terminaison est comparable à une demi longueur d'onde, la valeur du facteur de réflexion converge vers -60 dB figure II-12. Le critère de convergence suivant peut être énoncé : Lorsque la longueur de la terminaison adaptée est de l'ordre de $\lambda_g/2$ alors celle ci converge. En appliquant systématiquement celui-ci, nous nous assurons de l'efficacité de la Terminaison Adaptée Numérique Magnétique sur une large bande de fréquence.

II-2-6 Validation du code de calcul intermédiaire par la caractérisation de discontinuités entre lignes coplanaires.

II-2-6-1 Méthodologie pour la détermination des paramètres de transfert.

La finalité de notre code de calcul est de déterminer la matrice de répartition [S] de discontinuités. La méthode mise en œuvre, est basée sur l'étude de la réponse de la structure, à une excitation par une onde de courant magnétique [17].

Pour cela il est nécessaire de définir :



$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}$$

Figure II- 13 : Définition de la matrice de répartition

un sens positif dirigé vers le quadripôle, représenté ici par le schéma équivalent (figureII-13), un plan de référence pour chacun des ports. Au niveau de la figureII-13 , les termes a_i et b_i représentent les amplitudes complexes des ondes progressives incidentes et réfléchies du courant magnétique sur la ligne i [18] [7].

Comme chaque accès est pour le moment considéré monomodal, on peut définir la matrice de répartition de la manière suivante :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (\text{II-22})$$

Les paramètres S sont déduits de l'évolution des densités de courant recueillies sur la ligne fermée par des terminaisons adaptées. Sur une extrémité, où l'excitation est située, celles-ci sont utilisées afin de réaliser un générateur adapté. Au niveau des autres accès, les terminaisons sont employées afin de s'affranchir d'éventuelles réflexions occasionnées par une charge non adaptée à la ligne. Si l'on considère que notre structure est monomode et sans pertes dans la gamme de fréquence choisie, les facteurs de réflexion S_{ii} peuvent être calculés à l'aide du rapport d'ondes stationnaires S sur la ligne i [7]. Comme nous l'avons signalé dans le premier chapitre, cette démarche engendre de nombreuses incertitudes et s'avère pénalisante en matière de ressources informatiques. Nous employons la méthode de la « matrice pencil » afin de déterminer les amplitudes des ondes de courant magnétique sur chaque tronçon de ligne. Au niveau des lignes d'accès, ce « post-traitement » a naturellement identifié les deux ondes, incidentes et réfléchies. L'amplitude complexe (et le facteur de propagation) de l'onde transmise est également identifiée de façon très précise par cette technique.

Ainsi, sur toute ligne d'accès (où est placée l'excitation), notée i , le facteur de réflexion S_{ii} est déterminé par le rapport de l'onde réfléchie et de l'onde incidente recueillies sur celle-ci.

$$S_{ii} = \frac{b_i}{a_i} \quad (\text{II-23})$$

où les a_i et b_i sont les amplitudes complexes des ondes de courant magnétique obtenues par la technique de la matrice pencil.

Dans le cas des paramètres de transmission, notés S_{ij} , nous devons naturellement tenir compte des impédances caractéristiques de chacun des accès.

$$S_{ji} = \frac{b_j}{a_i} \sqrt{\frac{Z_{c_i}}{Z_{c_j}}} \quad (\text{II-24})$$

Z_{c_i} et Z_{c_j} représente respectivement les impédances caractéristiques des accès i et j . Afin de s'affranchir de la détermination de ces impédances, dont la définition est arbitraire pour une ligne coplanaire (impédance en courant, impédance en tension,...) ; nous avons appliqué le principe de réciprocité afin de normaliser les paramètres de transmission.

Dans la suite de ce manuscrit, nous présentons quelques résultats de simulation que nous avons comparé avec ceux publiés dans la littérature. L'objectif, ici, consiste à valider cette phase intermédiaire de notre simulateur.

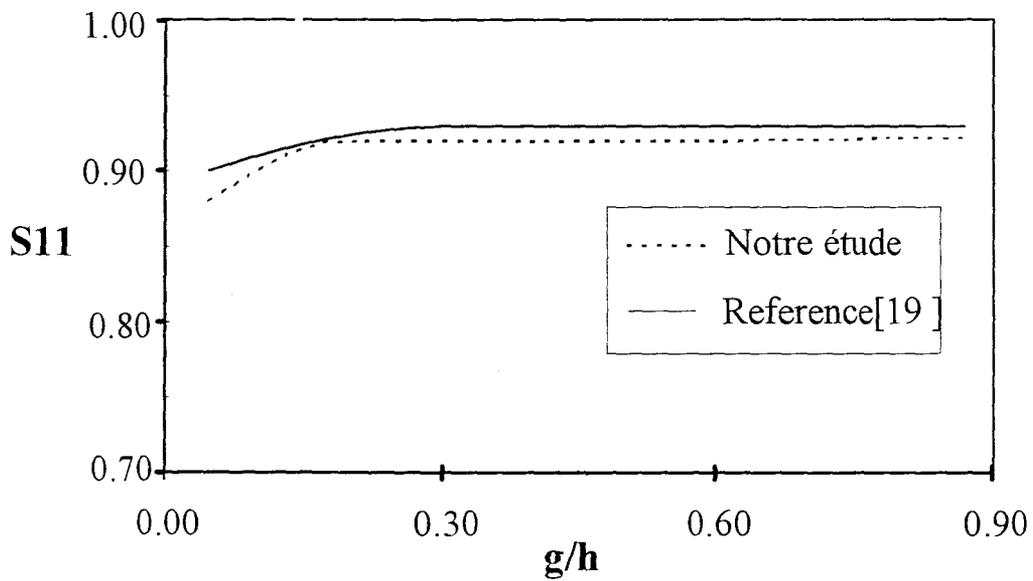
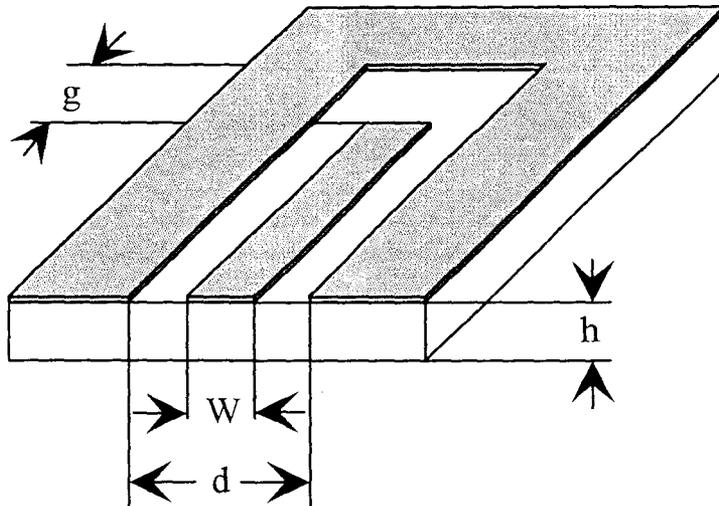


Figure II-14: Evolution du coefficient du réflexion d'une ligne coplanaire en circuit ouvert en fonction de g pour : $w/d=0.5$; $h=0.635\text{mm}$; $d/h=0.6$; $\epsilon_r=12.9$

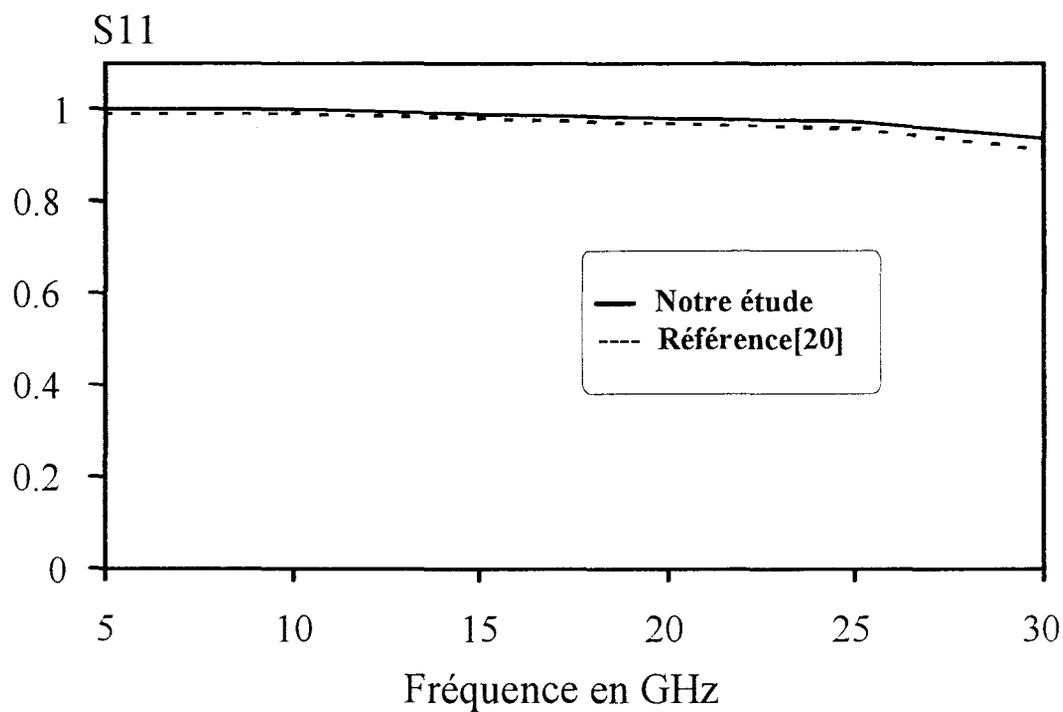
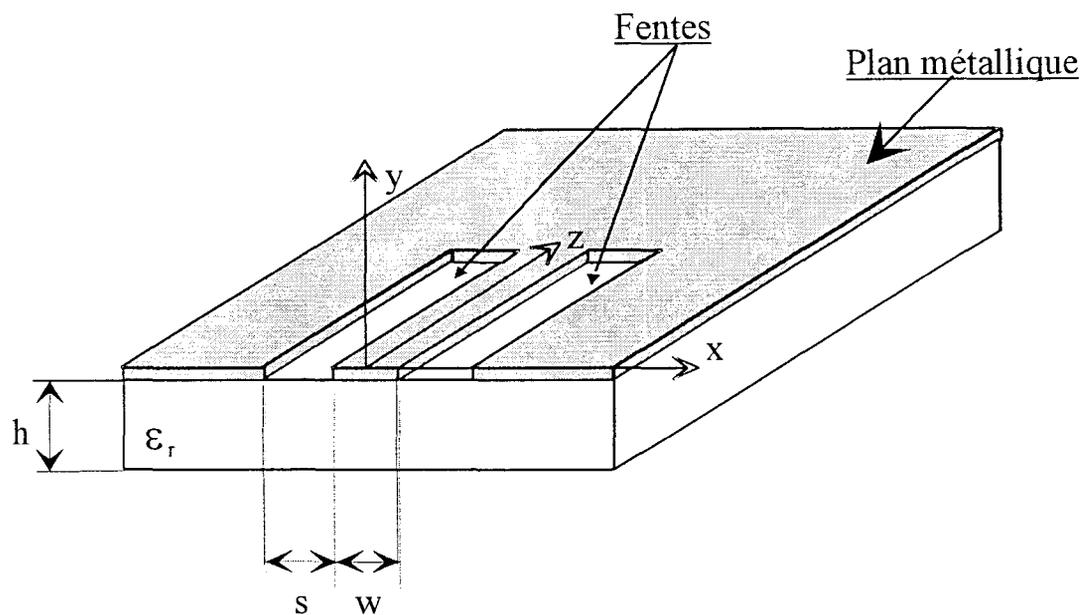


Figure II-15: Evolution du paramètre de réflexion S11 d'une ligne coplanaire en court circuit en fonction de la fréquence pour : $w=0.635\text{mm}$; $S=0.635\text{mm}$; $h=0.635\text{mm}$; $\epsilon_r=9.9$

II-2-6-2 Ligne coplanaire en circuit ouvert.

Dans un premier exemple, nous présentons par le biais de la figure II-14 l'évolution du coefficient de réflexion d'une ligne coplanaire fermée par un circuit ouvert variable. Le substrat de permittivité relative égale à 12,9 présente une hauteur de 0,635 mm. Le ruban central et les fentes diélectriques sont fixés respectivement par les expressions suivantes :

$$\frac{W}{d} = 0,5 \quad \frac{d}{h} = 0,6.$$

Les critères de convergence préalablement établis par Monsieur Pannier ont été systématiquement employés. A titre d'exemple, trois fonctions de bases sont utilisées pour découper les fentes suivant leur largeur. La finesse du maillage dans la direction longitudinale est définie par la relation suivante : $\frac{\lambda_g}{W_x} = 30$. Une terminaison adaptée numérique est placée au début de la ligne afin de réaliser un générateur adaptée. La ligne est excitée par le mode fondamental coplanaire. Un bon accord est obtenu entre nos résultats de simulations et ceux pris en référence [19]. Le coefficient de réflexion tend à se stabiliser pour un rapport g/h proche de 0,2.

II-2-6-3 Ligne coplanaire en court circuit.

Ce deuxième exemple est illustré par la figure II-15. Deux fentes gravées dans un plan métallique infini forment une ligne coplanaire fermée par un court circuit. Ces fentes présentent une largeur de 0,635 mm, elles sont espacées par un ruban métallique de même largeur. Les critères de convergence ont été évidemment respectés. L'excitation de cette ligne coplanaire

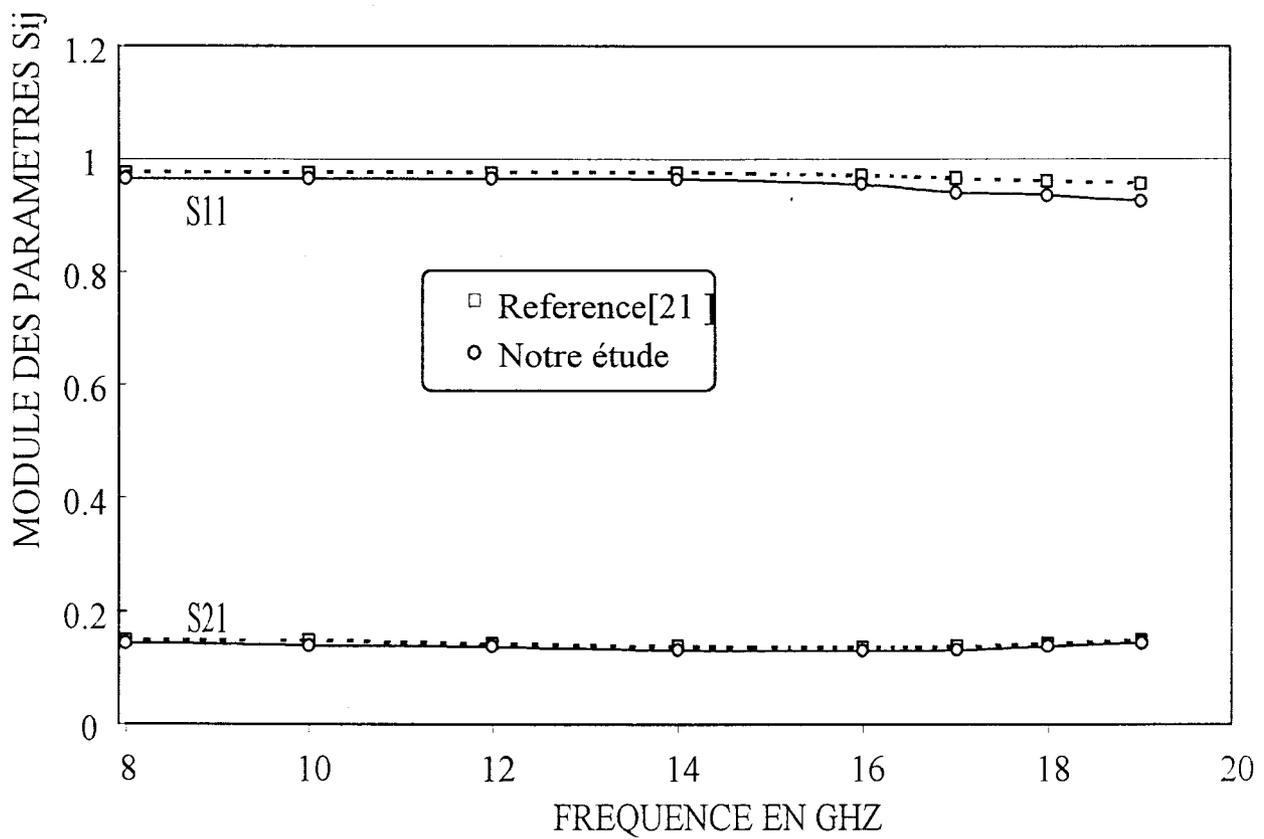
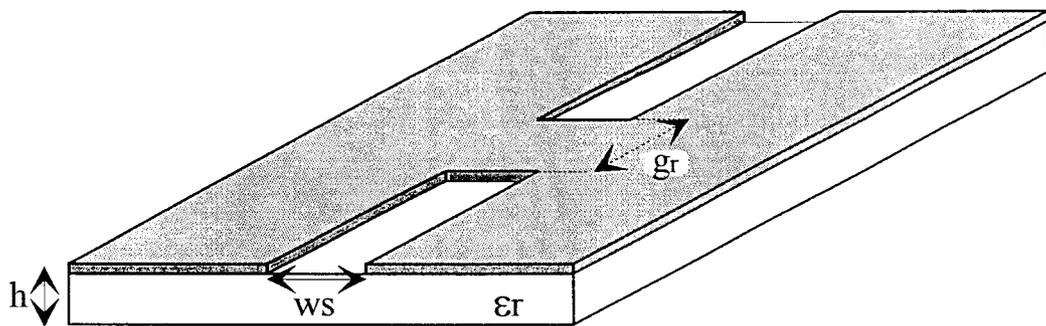


Figure II-16: Evolution fréquentielle du module des paramètres S_{ij} d'une discontinuité entre deux lignes fentes (GAP): $ws/h=0.227$; $gr/h=1.26$; $h=0.635\text{mm}$, $\epsilon_r=9.9$.

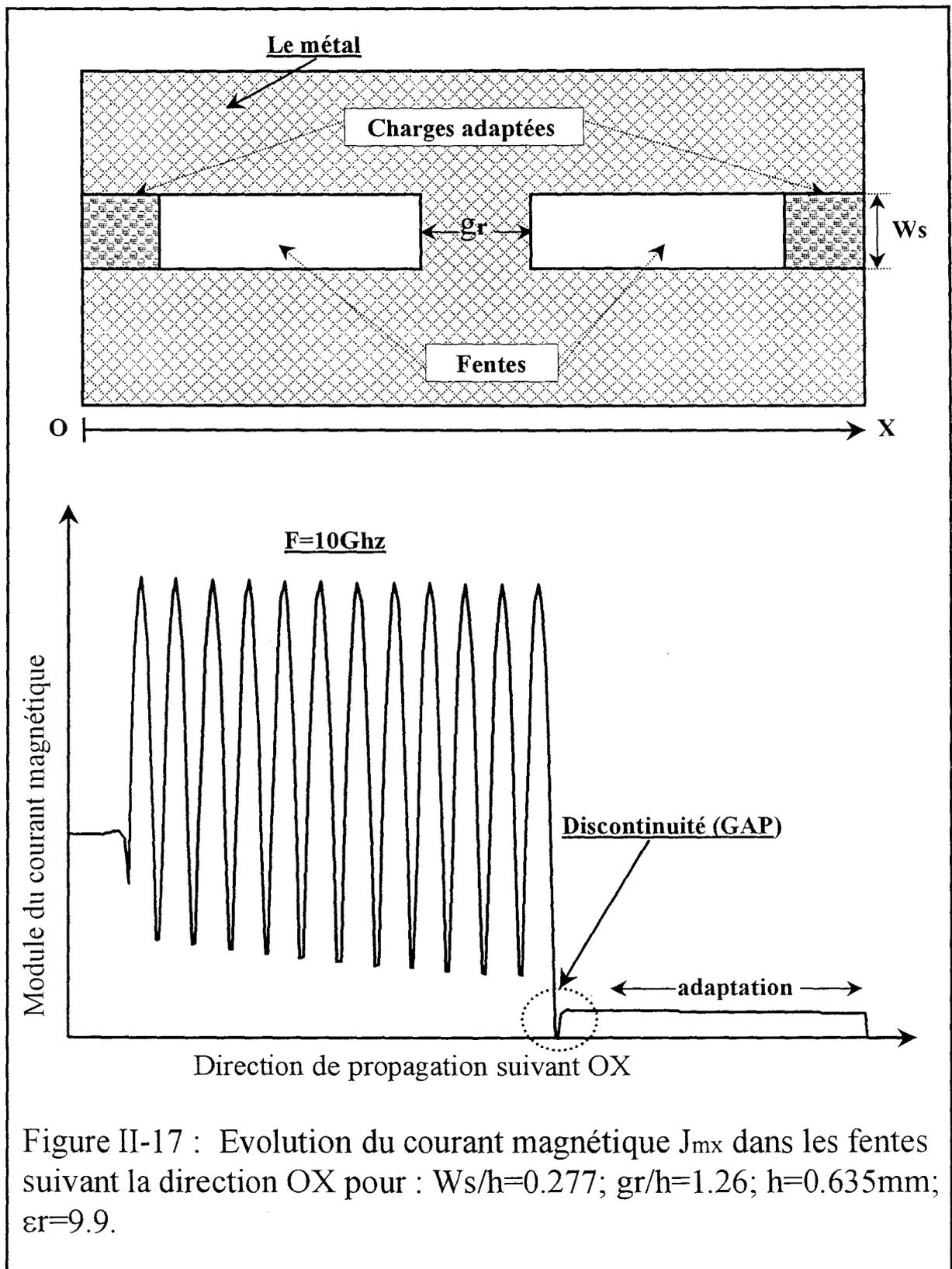


Figure II-17 : Evolution du courant magnétique J_{mx} dans les fentes suivant la direction OX pour : $W_s/h=0.277$; $g_r/h=1.26$; $h=0.635\text{mm}$; $\epsilon_r=9.9$.

est similaire à celle décrite précédemment. La comparaison de nos résultats avec ceux pris en référence est satisfaisante[20].

Ces deux premiers exemples mettent en jeu uniquement un phénomène de réflexion de l'onde électromagnétique propagée par la ligne coplanaire (les phénomènes de rayonnement, de couplage sont aussi naturellement prises en compte). Aussi, allons nous à présent, aborder deux autres exemples où la transmission de l'onde électromagnétique à travers une discontinuité est étudiée.

II-2-6-4 Discontinuité de deux lignes fentes.

La première discontinuité étudiée est un gap métallique séparant deux lignes fentes identiques et alignées. Cette topologie est présentée figure II-16 . La ligne fente diélectrique est un guide d'onde qui ne propage pas de mode TEM ou quasi-TEM comme la ligne coplanaire. Nous profitons de cet exemple pour signaler que bien évidemment notre méthode numérique reste valable car elle est générale. Elle n'a pas nécessité d'approximation TEM voir quasi-TEM. Les paramètres scattering ont été déterminés en utilisant la procédure décrite au paragraphe II-2-6-1. Un excellent accord entre nos résultats et ceux pris en référence[21] est également observé. Nous remarquerons ici que le principe de réciprocité n'est pas utile afin de déterminer le coefficient de transmission, étant donné que les lignes de part et d'autre de la discontinuité sont identiques donc présentent évidemment la même impédance caractéristique.

Nous pouvons également utiliser cette exemple afin de visualiser le bon fonctionnement de la terminaison adaptée numérique magnétique. A cette fin, nous présentons, figure II-17, l'évolution du module normalisé du courant magnétique \bar{J}_{mx} le long de la ligne fente. Ce courant est observé au niveau du centre de la ligne. L'amplitude constante du courant magnétique au delà du gap métallique tend à prouver à nouveau le bon fonctionnement de la

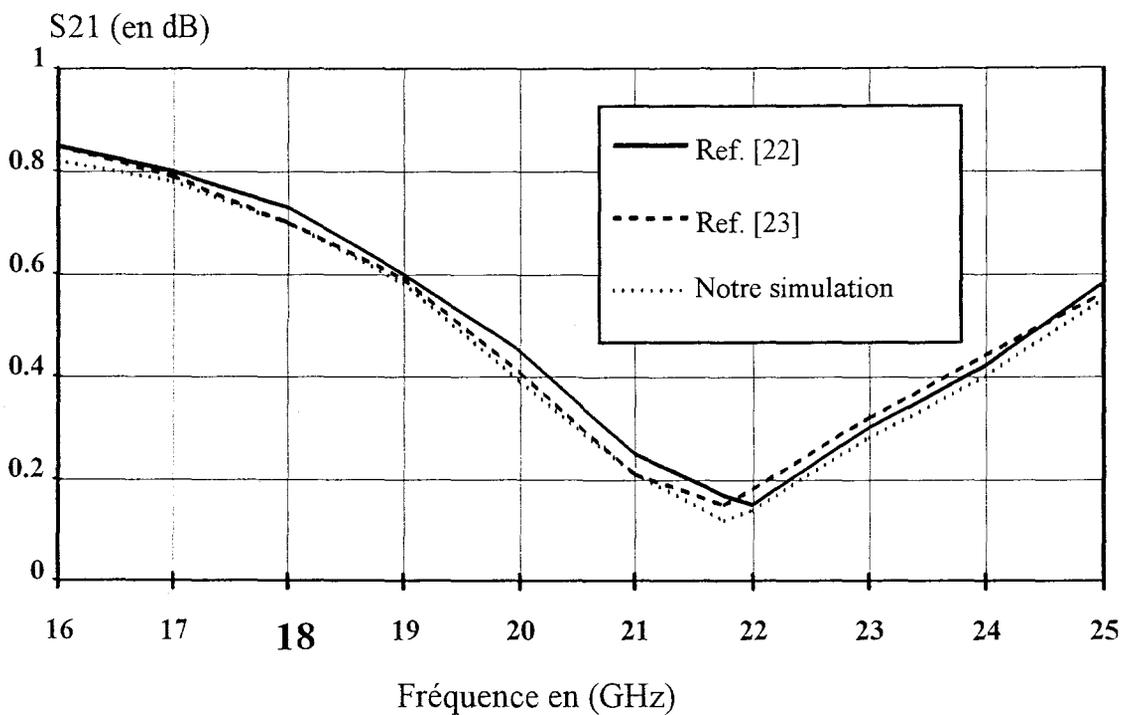
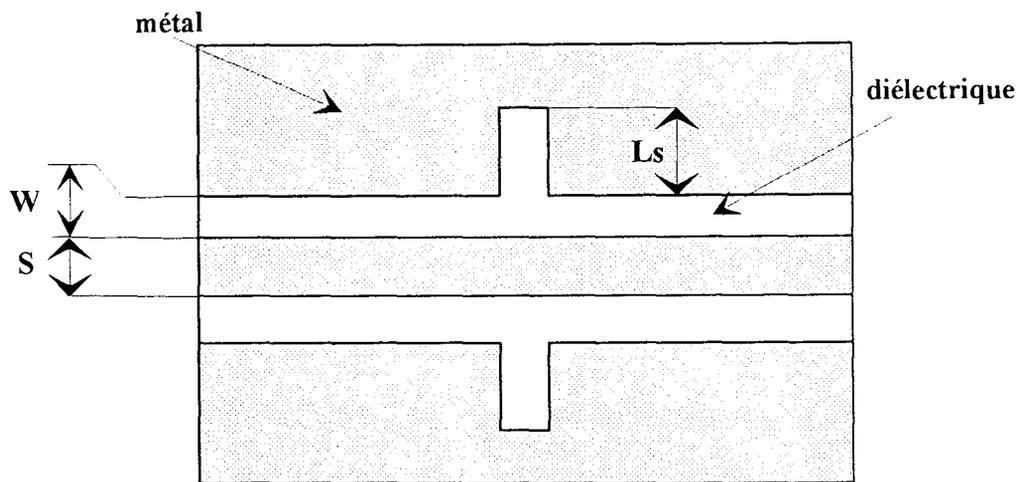


Figure II-18 : Evolution fréquentielle du module du facteur de transmission d'un stub coplanaire pour :
 $w=0.225\text{mm}$; $S=0.45\text{mm}$; $L_s=1.35\text{mm}$; $h=0.635\text{mm}$; $\epsilon_r=9.9$

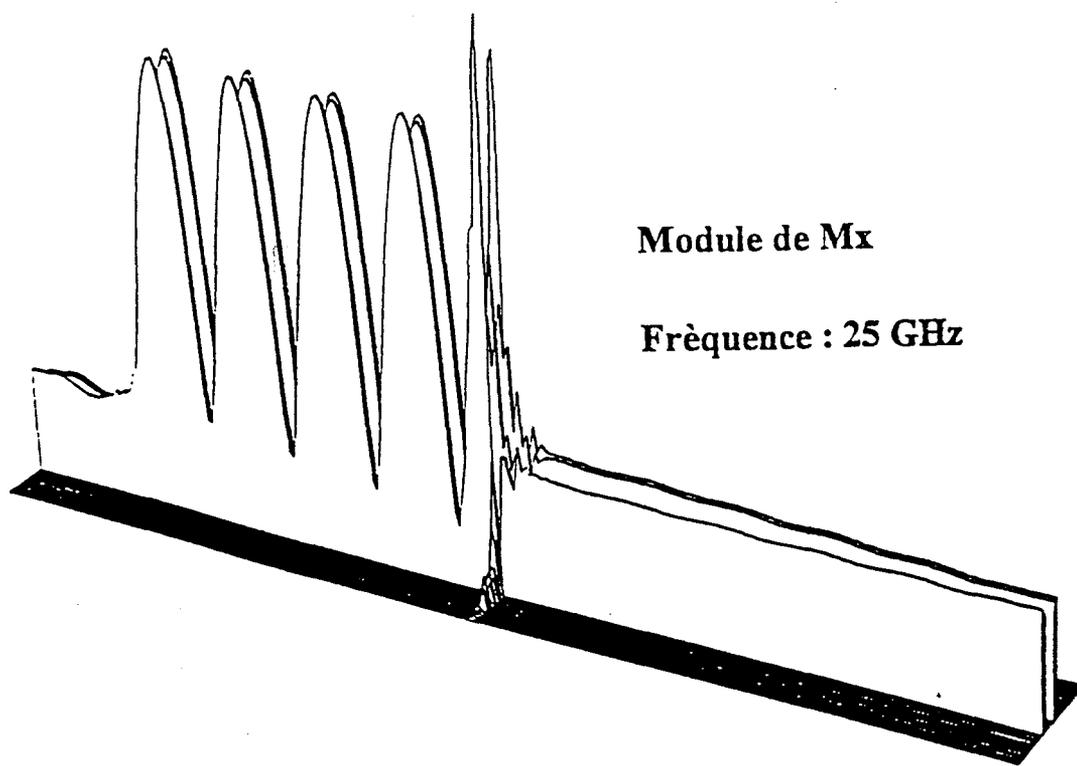


Figure II-19 : Evolution du courant magnétique M_x
sur la ligne à 25 GHz

terminaison adaptée numérique.

II-2-6-5 Simulation d'un stub coplanaire.

Nous présentons sur la figureII-18 , l'évolution du paramètre de transfert $[S_{21}]$ d'un filtre coplanaire en fonction de la fréquence.

Les fentes ont une largeur $W=0,225$ mm, le ruban central $S=0,45$ mm déposé sur un substrat de permittivité relative $\epsilon_r = 9,9$, sa hauteur est égale à $0,635$ mm.

Deux fonctions de base sont utilisées pour découper les fentes suivant leur largeur. La longueur L_s du stub est égale à 1.35 mm. Chaque port de la discontinuité est fermé par une terminaison adaptée numérique magnétique. Celles ci vont permettre la détermination du paramètre de transfert S_{21} . La ligne est excitée à l'aide du mode coplanaire, et l'on s'assure qu'un seul mode est propagé dans la gamme de fréquence considérée. Sur la figureII-18 , les valeurs du facteur de transmission S_{21} obtenues par notre code sont comparées avec celles publiées par d'autres auteurs [22] [23]. Un bon accord est observé entre ces différents résultats. Nous présentons également par le biais de la figureII-19 l'évolution du courant magnétique \vec{J}_{mx} dans les fentes à la fréquence de 25 GHz. Nous pouvons ainsi visualiser à nouveau l'efficacité de la terminaison adaptée numérique.

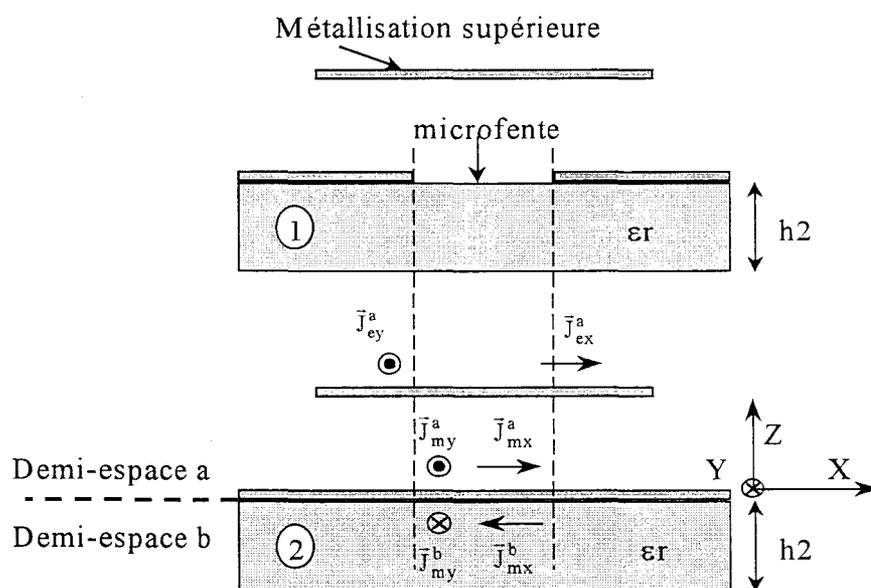
La première phase du développement du code de calcul étant ainsi achevée, nous allons à présent poursuivre celui-ci en incorporant un niveau de métallisation supplémentaire.

II-3 Formulation intégrale mixte (électrique - magnétique) pour l'étude de structures multiniveaux.

II-3-1 Principe.

Avec pour objectif la description de ponts à air, en suivant une démarche progressive, nous avons complété notre simulateur afin de prendre en compte une métallisation située sur un niveau supérieur. Cette ligne métallique présente naturellement des dimensions finies. Par conséquent, cette interface supplémentaire sera incorporée au simulateur par le biais d'une équation intégrale électrique traduisant la continuité du champ électrique tangentiel sur le conducteur. Nous sommes à présent, en présence d'un système d'équations intégrales couplées.

La structure d'étude généralisée présentée figureII-20, est également partagée en deux demi espaces par application du principe d'équivalence. Le champ électriques aux niveaux des fentes est matérialisé par les courants magnétiques équivalents.



FigureII-20 : Coupe transversale d'une ligne microfente surmontée par une ligne microruban. .

- (1) problème originel.
- (2) problème équivalent.

Rappelons que l'application du principe d'équivalence implique que les ouvertures pratiquées au sein des métallisations soient remplacées par des courts circuits. Ainsi, la description du champ magnétique à l'intérieur du demi espace noté b ne fait pas intervenir le courant électrique induit sur le conducteur supérieur, présent uniquement dans le demi espace

a. Nous avons :

$$\begin{aligned}\vec{H}_{\text{tot}}^a &= \vec{H}_{\vec{J}_m}^a + \vec{H}_{\vec{J}_e}^a = \vec{H}_{\vec{J}_m}^a + \vec{H}_{\vec{J}_e}^a \\ \vec{E}_{\text{tot}}^a &= \vec{E}_{\vec{J}_m}^a + \vec{E}_{\vec{J}_e}^a \\ \vec{H}_{\text{tot}}^b &= \vec{H}_{\vec{J}_m}^b = \vec{H}_{-\vec{J}_m}^b \\ \vec{E}_{\text{tot}}^b &= \vec{E}_{-\vec{J}_m}^b\end{aligned}$$

où \vec{J}_e représente la densité surfacique du courant électrique sur le conducteur supérieur.

Les équations intégrales sont à nouveau obtenues par l'application des conditions de continuité des champs tangents aux différentes interfaces. Nous avons :

- Aux niveaux des ouvertures diélectriques :

$$\vec{e}_z \times \left[\vec{H}_{(\vec{J}_m, \vec{J}_e)}^a - \vec{H}_{\vec{J}_m}^b \right] = \vec{J}_e^{\text{ext}} \quad (\text{II-25})$$

- Sur le conducteur supérieur, en absence d'excitation sur ce niveau, nous avons :

$$\vec{e}_z \times \left[\vec{E}_{(\vec{J}_m, \vec{J}_e)}^a \right] = \vec{0} \quad (\text{II-26})$$

Une excitation localisée modifie cette équation comme suit :

$$\vec{e}_z \times \left[\vec{E}_{(\vec{J}_m, \vec{J}_e)}^a + \vec{E}^{\text{ext}} \right] = \vec{0} \quad (\text{II-27})$$

L'étape suivante consiste à exprimer ces champs, aux niveaux des interfaces où sont appliquées les conditions de continuité, en fonction des fonctions de Green. Nous avons :

$$\begin{aligned}
\bar{H}_{\bar{J}_m}^a(\bar{r}, z=0) &= \iint_{S_m} \bar{G}_{HM}^a(\bar{r}, z=0; \bar{r}', z'=0) \cdot \bar{J}_m(\bar{r}', z'=0) \cdot d\bar{r}' \\
\bar{H}_{\bar{J}_e}^a(\bar{r}, z=0) &= \iint_{S_e} \bar{G}_{HJ}^a(\bar{r}, z=0; \bar{r}', z'=h_1) \cdot \bar{J}_e(\bar{r}', z'=h_1) \cdot d\bar{r}' \\
\bar{E}_{\bar{J}_m}^a(\bar{r}, z=h_1) &= \iint_{S_m} \bar{G}_{EM}^a(\bar{r}, z=h_1; \bar{r}', z'=0) \cdot \bar{J}_m(\bar{r}', z'=0) \cdot d\bar{r}' \\
\bar{E}_{\bar{J}_e}^a(\bar{r}, z=h_1) &= \iint_{S_e} \bar{G}_{EJ}^a(\bar{r}, z=h_1; \bar{r}', z'=h_1) \cdot \bar{J}_e(\bar{r}', z'=h_1) \cdot d\bar{r}' \\
\bar{H}_{-\bar{J}_m}^b(\bar{r}, z=0) &= \iint_{S_m} -\bar{G}_{HM}^b(\bar{r}, z=0; \bar{r}', z'=0) \cdot \bar{J}_m(\bar{r}', z'=0) \cdot d\bar{r}'
\end{aligned}$$

où S_m symbolise la surface des fentes diélectriques. S_e représente la surface du conducteur métallique supérieur, $\bar{r} = x\hat{x} + y\hat{y}$, $\bar{r}' = x'\hat{x} + y'\hat{y}$. Nous remarquons que le nombre de fonctions de Green à calculer, dans le domaine spectral, augmente de façon significative. La détermination de certaines de ces fonctions a déjà été abordée précédemment. Ainsi le calcul des termes \tilde{G}_{EJ}^a est résumé au sein du premier chapitre. Les termes \tilde{G}_{HM}^a et \tilde{G}_{HM}^b sont eux abordés dans ce deuxième chapitre, au paragraphe II-2-2. Un tronçon de ligne équivalente, d'admittance Y_{TE0} et Y_{TM0} doit simplement être rajouté. Dans le paragraphe suivant, nous allons par conséquent résumer la démarche que nous avons suivi pour déterminer l'ensemble des autres fonctions de Green.

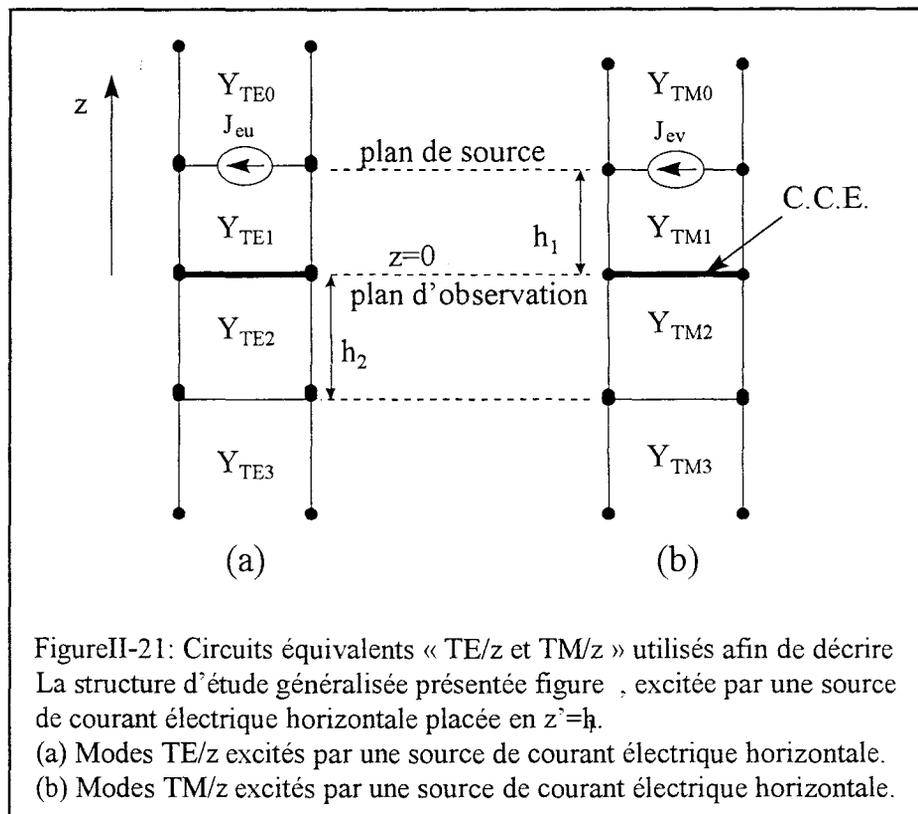
II-3-2 Calcul des fonctions de Green.

II-3-2-1 Calcul des termes $\tilde{G}_{HJ}^{a\ xx}$, $\tilde{G}_{HJ}^{a\ xy}$, $\tilde{G}_{HJ}^{a\ yx}$, $\tilde{G}_{HJ}^{a\ yy}$:

Contrairement aux cas déjà traités, la configuration que nous devons à présent considérer fait intervenir une source et un point d'observation placés sur deux interfaces situées à des

niveaux différents. Nous recherchons, en résumé, le champ magnétique créé en $z=0$ (figureII-21) par une source élémentaire de courant électrique située en $z=h_1$. L'application du principe d'équivalence en $z=0$ nous autorise à substituer les fentes diélectriques par un court circuit électrique parfait [5]. Les demi espaces notés a et b étant ainsi isolés, les expressions des fonctions de Green relatifs au demi espace a ne fera intervenir que les milieux diélectriques supérieurs, pour $z>0$.

En suivant la procédure présentée au sein du premier chapitre, nous allons considérer le schéma type ligne de transmission suivant :



Intéressons nous, en premier lieu aux modes TM/z, et calculons le coefficient défini par :

$$g_{\text{TM}}^{\text{cm}} = \left(\frac{\tilde{H}_u^a(\bar{k}_t, 0)}{\tilde{J}_{\text{ev}}(\bar{k}_t, h_1)} \right)_{\tilde{J}_{\text{mu}}=0}$$

L'équation des lignes de transmission pour la configuration considérée s'écrit, pour $z < z' = h_1$:

$$I(z, z') = i \frac{\tilde{Y}(h_1)}{\tilde{Y}(h_1)} \cdot [\text{ch}(\gamma_1 \cdot h_1) - \tilde{Z}'(h_1) \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot h_1)] \quad (\text{II-28})$$

avec :

$$\begin{aligned} \tilde{Y}(h_1) &= Y_{\text{TM1}} \cdot \text{coth}(\gamma_1 \cdot h_1) \\ \tilde{Y}(h_1) &= Y_{\text{TM0}} \\ \tilde{Y}(h_1) &= Y_{\text{TM0}} + Y_{\text{TM1}} \cdot \text{coth}(\gamma_1 \cdot h_1) \\ \tilde{Z}'(h_1) &= \frac{\tilde{Z}(h_1)}{Z_{\text{TM1}}} \end{aligned}$$

Par substitution, l'équation (II-28) devient :

$$I(0, h_1) = i \cdot \frac{Y_{\text{TM1}} \cdot \text{coth}(\gamma_1 \cdot h_1)}{Y_{\text{TM0}} + Y_{\text{TM1}} \cdot \text{coth}(\gamma_1 \cdot h_1)} \cdot \frac{1}{\text{ch}(\gamma_1 \cdot h_1)}$$

soit :

$$I(0, h_1) = i \cdot \frac{Y_{\text{TM1}}}{Y_{\text{TM0}} + Y_{\text{TM1}} \cdot \text{coth}(\gamma_1 \cdot h_1)} \cdot \frac{1}{\text{sh}(\gamma_1 \cdot h_1)} \quad (\text{II-29})$$

En comparant les équations I-17 et I-19, nous pouvons effectuer les identifications suivantes :

$$\begin{cases} I \equiv \tilde{H}_u^a \\ i \equiv -\tilde{J}_{\text{ev}} \\ V \equiv \tilde{E}_v^a \end{cases} \quad (\text{II-30})$$

Par voix de conséquence, il vient :

$$\left(\frac{\tilde{H}_u^a(\bar{k}_t, 0)}{\tilde{J}_{ev}(\bar{k}_t, h_1)} \right)_{\tilde{J}_{mu}=0} = g_{TM}^{em} = \frac{-Y_{TM1}}{Y_{TM0} + Y_{TM1} \cdot \coth(\gamma_1 h_1)} \cdot \frac{1}{\text{sh}(\gamma_1 h_1)}$$

(II-31)

Nous pouvons procéder de la sorte pour les modes TE/z et rechercher le terme défini par :

$$g_{TE}^{em} = \left(\frac{\tilde{H}_v^a(\bar{k}_t, 0)}{\tilde{J}_{eu}(\bar{k}_t, h_1)} \right)_{\tilde{J}_{mv}=0} \quad (II-32)$$

En suivant une démarche similaire et en comparant les équations (I-12) et (I-19) nous obtenons, après avoir procédé aux identifications suivantes :

$$\begin{cases} I \equiv -\tilde{H}_v^a \\ i \equiv -\tilde{J}_{eu} \end{cases} \quad (II-33)$$

$$\left(\frac{\tilde{H}_v^a(\bar{k}_t, 0)}{\tilde{J}_{eu}(\bar{k}_t, h_1)} \right)_{\tilde{J}_{mv}=0} = g_{TE}^{em} = \frac{Y_{TE1}}{Y_{TE0} + Y_{TE1} \cdot \coth(\gamma_1 h_1)} \cdot \frac{1}{\text{sh}(\gamma_1 h_1)}$$

(II-34)

Les composantes du champ magnétique \tilde{H}^a et de la densité de courant électrique \tilde{J}_e dans l'espace géométrique (O,x,y,z) s'expriment facilement en fonction de leurs composantes dans l'espace (O,u,v,z). Nous en déduisons alors l'ensemble des fonctions de Green, nous avons :

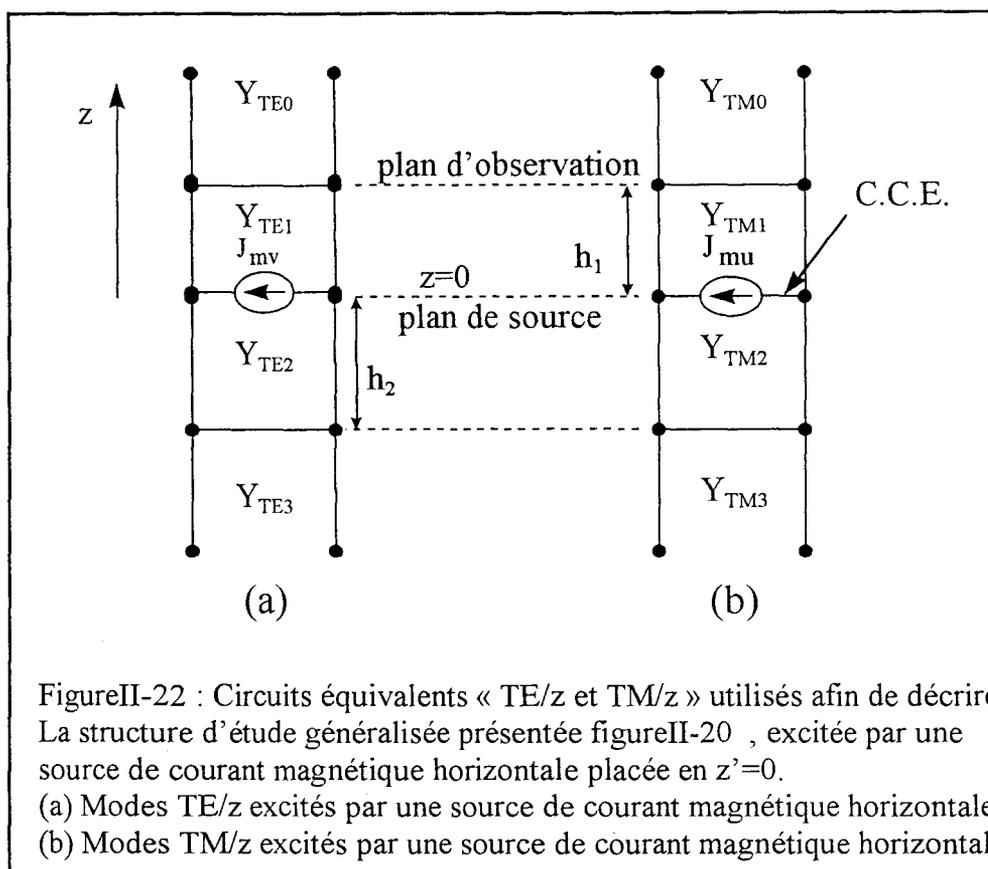
$$\begin{aligned} \tilde{G}_{HJ}^{xx} &= \sin \delta \cdot \cos \delta \cdot (g_{TE}^{em} + g_{TM}^{em}) \\ \tilde{G}_{HJ}^{xy} &= \sin^2 \delta \cdot g_{TM}^{em} - \cos^2 \delta \cdot g_{TE}^{em} \\ \tilde{G}_{HJ}^{yx} &= \sin^2 \delta \cdot g_{TE}^{em} - \cos^2 \delta \cdot g_{TM}^{em} \\ \tilde{G}_{HJ}^{yy} &= -\sin \delta \cdot \cos \delta \cdot (g_{TE}^{em} + g_{TM}^{em}) \end{aligned} \quad (II-35)$$

avec :

$$\begin{aligned}\cos\delta &= \frac{k_x}{k_t} \\ \sin\delta &= \frac{k_y}{k_t}\end{aligned}\tag{II-36}$$

II-3-2-2 Calcul des termes $\tilde{G}_{EM}^{a\ xx}$, $\tilde{G}_{EM}^{a\ xy}$, $\tilde{G}_{EM}^{a\ yx}$, $\tilde{G}_{EM}^{a\ yy}$:

La configuration que nous devons à présent considérer fait également intervenir une source et un point d'observation placés sur deux interfaces situées à des niveaux différents. Nous recherchons, en résumé, le champ électrique créé en $z=h1$ (figureII-22) par une source élémentaire de courant magnétique située en $z=0^+$. Nous allons considérer le schéma type ligne de transmission suivant :



Intéressons nous, aux modes TM/z, et calculons le terme défini par :

$$g_{\text{TM}}^{\text{me}} = \left(\frac{\tilde{\tilde{E}}_v^a(\bar{k}_t, h_1)}{\tilde{\tilde{J}}_{\text{mu}}(\bar{k}_t, 0)} \right)_{\tilde{\tilde{J}}_{\text{ev}}=0} \quad (\text{II-37})$$

Cette expression peut être mise sous cette forme particulière :

$$g_{\text{TM}}^{\text{me}} = \left(\frac{\tilde{\tilde{E}}_v^a(\bar{k}_t, h_1)}{\tilde{\tilde{H}}_u^a(\bar{k}_t, 0)} \right) \left(\frac{\tilde{\tilde{H}}_u^a(\bar{k}_t, 0)}{\tilde{\tilde{J}}_{\text{mu}}(\bar{k}_t, 0)} \right) \quad (\text{II-38})$$

La détermination du deuxième terme, liant $\tilde{\tilde{H}}_u^a(\bar{k}_t, 0)$ à $\tilde{\tilde{J}}_{\text{mu}}(\bar{k}_t, 0)$, a été abordé précédemment, au sein du paragraphe II-2-2.

Les équations des lignes de transmission (I-24 & I-25) pour la configuration considérée s'écrivent, pour $z > z'=0$:

$$\begin{aligned}
V(h_1, 0) &= -\frac{i}{\bar{Y}(0)} \left[\text{ch}(\gamma_1 \cdot h_1) - \bar{Y}'(0) \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot h_1) \right] \\
I(z, 0) &= -i \cdot \frac{\bar{Y}(0)}{\bar{Y}(0)} \left[\text{ch}(\gamma_1 \cdot z) - \bar{Z}'(0) \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot z) \right] \\
I(0, 0) &= -i \cdot \frac{\bar{Y}(0)}{\bar{Y}(0)} \\
\frac{V(h_1, 0)}{I(0, 0)} &= \frac{1}{\bar{Y}(0)} \cdot \left[\text{ch}(\gamma_1 \cdot h_1) - \bar{Y}'(0) \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot h_1) \right] \quad (\text{II-39})
\end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned}
\bar{Y}(0) &= Y_{\text{TM1}} \cdot \frac{Y_{\text{TM0}} + Y_{\text{TM1}} \cdot \text{th}(\gamma_1 \cdot h_1)}{Y_{\text{TM1}} + Y_{\text{TM0}} \cdot \text{th}(\gamma_1 \cdot h_1)} \\
\bar{Y}'(0) &= \frac{\bar{Y}(0)}{Y_{\text{TM1}}} = \frac{Y_{\text{TM0}} + Y_{\text{TM1}} \cdot \text{th}(\gamma_1 \cdot h_1)}{Y_{\text{TM1}} + Y_{\text{TM0}} \cdot \text{th}(\gamma_1 \cdot h_1)} \quad (\text{II-40})
\end{aligned}$$

Les identifications présentées au niveau des équations sont ici également valable. Nous obtenons, par conséquent, les égalités suivantes :

$$\tilde{\tilde{E}}_v^a(\vec{k}_t, h_1) = \frac{\tilde{\tilde{J}}_{ev}}{\bar{Y}(0)} \left[\text{ch}(\gamma_1 \cdot h_1) - \bar{Y}'(0) \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot h_1) \right] \quad (\text{II-41})$$

$$\tilde{\tilde{H}}_u^a(\vec{k}_t, 0) = \tilde{\tilde{J}}_{ev} \cdot \frac{\bar{Y}(0)}{\bar{Y}(0)} \quad (\text{II-42})$$

On obtient finalement :

$$\frac{\tilde{\tilde{E}}_v^a(\vec{k}_t, h_1)}{\tilde{\tilde{H}}_u^a(\vec{k}_t, 0)} = \frac{1}{\text{ch}(\gamma_1 \cdot h_1) \cdot [Y_{\text{TM0}} + Y_{\text{TM1}} \cdot \text{th}(\gamma_1 \cdot h_1)]} \quad (\text{II-43})$$

Par conséquent, il vient :

$$g_{\text{TM}}^{\text{me}} = \frac{Y_{\text{TM1}}}{Y_{\text{TM0}} + Y_{\text{TM1}} \cdot \text{coth}(\gamma_1 \cdot h_1)} \cdot \frac{1}{\text{sh}(\gamma_1 \cdot h_1)} \quad (\text{II-44})$$

Si à présent nous nous intéressons aux modes TE/z, nous pouvons procéder de façon similaire pour rechercher le coefficient défini par :

$$g_{TE}^{me} = \left(\frac{\tilde{E}_u^a(\bar{k}_t, h_1)}{\tilde{J}_{mv}(\bar{k}_t, 0)} \right)_{\tilde{J}_{eu}=0} \quad (II-45)$$

Nous obtenons finalement :

$$g_{TE}^{me} = - \frac{Y_{TE1}}{Y_{TE0} + Y_{TE1} \cdot \coth(\gamma_1 \cdot h_1)} \cdot \frac{1}{\text{sh}(\gamma_1 \cdot h_1)} \quad (II-46)$$

Les composantes du champ électrique \tilde{E}^a et de la densité de courant magnétique \tilde{J}_m dans l'espace géométrique (O,x,y,z) s'expriment facilement en fonction de leurs composantes dans l'espace (O,u,v,z). Nous en déduisons alors l'ensemble des fonctions de Green, nous avons :

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{EM}^{xx} &= \sin \delta \cdot \cos \delta \cdot (g_{TM}^{me} + g_{TE}^{me}) \\ \tilde{G}_{EM}^{xy} &= \sin^2 \delta \cdot g_{TE}^{me} - \cos^2 \delta \cdot g_{TM}^{me} \\ \tilde{G}_{EM}^{yx} &= -\cos^2 \delta \cdot g_{TE}^{me} + \sin^2 \delta \cdot g_{TM}^{me} \\ \tilde{G}_{HJ}^{yy} &= -\sin \delta \cdot \cos \delta \cdot (g_{TM}^{me} + g_{TE}^{me}) \end{aligned} \quad (II-47)$$

II-3-3 Application de la méthode des moments.

L'ultime étape consiste à présent à construire le système matriciel final.

Les courants électriques et magnétiques sont projetés sur un ensemble de fonctions de bases du type « rooftop ». Par application de la méthode des moments dans l'espace

transformé de Fourier, les équations intégrales présentées au paragraphe II-3-1 donnent alors naissance à un système homogène d'équations linéaires du type :

$$\begin{pmatrix} \left[\tilde{Y}_{uv}^{mm}(\rho_{ij}) \right] & \left[\tilde{T}_{uv}^{em}(\rho_{ij}) \right] \\ \left[\tilde{T}_{uv}^{me}(\rho_{ij}) \right] & \left[\tilde{Z}_{uv}^{ee}(\rho_{ij}) \right] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{xj}^m \\ V_{yj}^m \\ I_{xj}^e \\ I_{yj}^e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_j^x \\ I_j^y \\ V_j^x \\ V_j^y \end{pmatrix} \quad (\text{II-48})$$

avec $u, v = x, y$.

Les symboles \tilde{T}_{uv}^{em} , \tilde{T}_{uv}^{me} représentent ici, les termes de réaction entre une fonction de base et de test de nature différente, situées par conséquent, à des niveaux différents. A titre d'exemple:

$$\tilde{Y}_{xx}^{mm}(m.W_x, n.W_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{HM}^{xx}(\vec{k}_t) \cdot \tilde{J}_{x_m}^j(\vec{k}_t) \cdot \tilde{J}_{x_m}^{i*}(\vec{k}_t) \cdot e^{-j(\vec{k}_x \cdot m.W_x + \vec{k}_y \cdot n.W_y)} d\vec{k}_t$$

(II-49)

$$\tilde{T}_{yx}^{me}(m.W_x, n.W_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{EM}^{yx}(\vec{k}_t) \cdot \tilde{J}_{x_m}^j(\vec{k}_t) \cdot \tilde{J}_{y_e}^{i*}(\vec{k}_t) \cdot e^{-j(\vec{k}_x \cdot (m+\frac{1}{2}).W_x + \vec{k}_y \cdot (n-\frac{1}{2}).W_y)} d\vec{k}_t$$

(II-50).

II-3-4 Validation par l'étude de transitions entre une ligne coplanaire et une ligne microruban.

La séparation en plusieurs étapes du développement du logiciel de simulation électromagnétique 3D nous autorise à procéder à des phases de mises au point et de validation de façon progressive. Dans l'état actuel, le programme nous permet de simuler le couplage

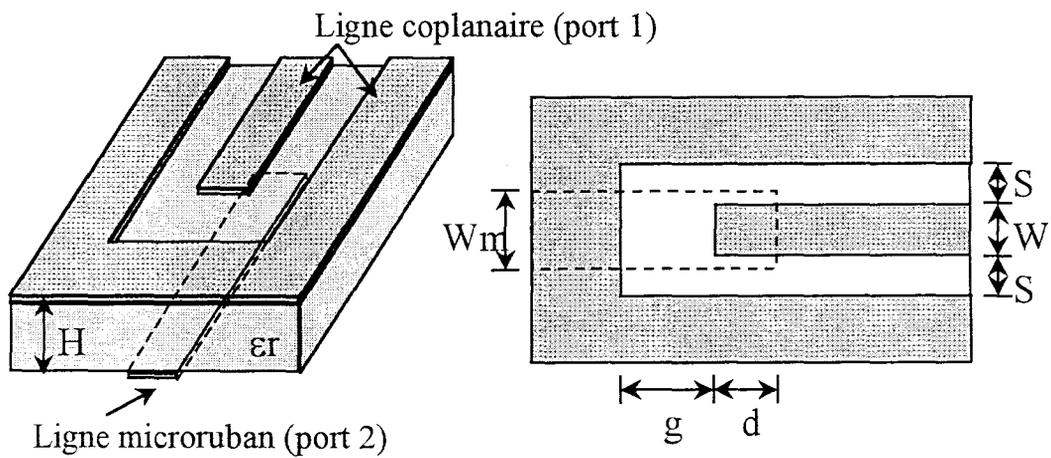
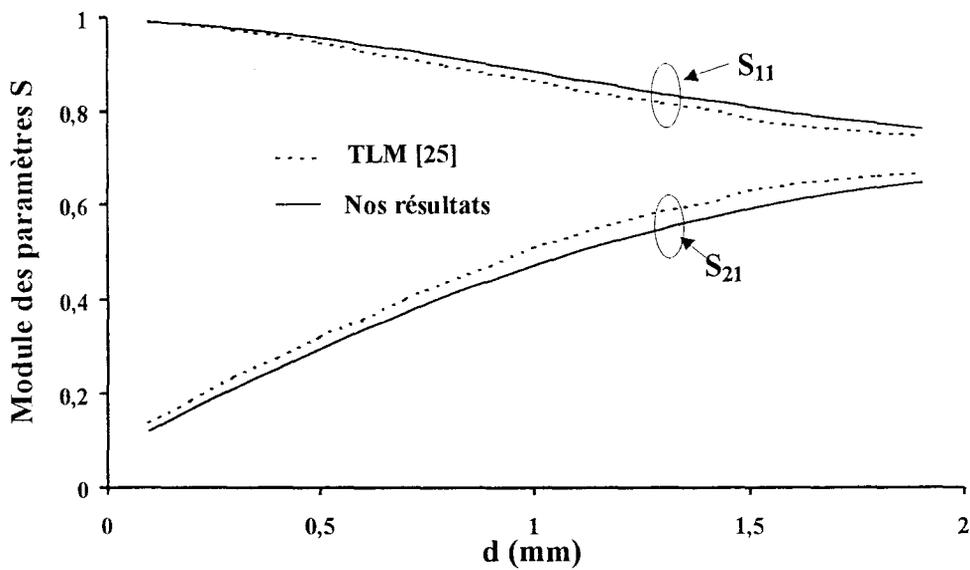


Figure II-24: Variation des paramètres S en fonction de la distance d. $F=10\text{ GHz}$, $W=W_m=0,2\text{ mm}$, $H=0,254\text{ mm}$, $g=0,5\text{ mm}$, $\epsilon_r=9,6$.

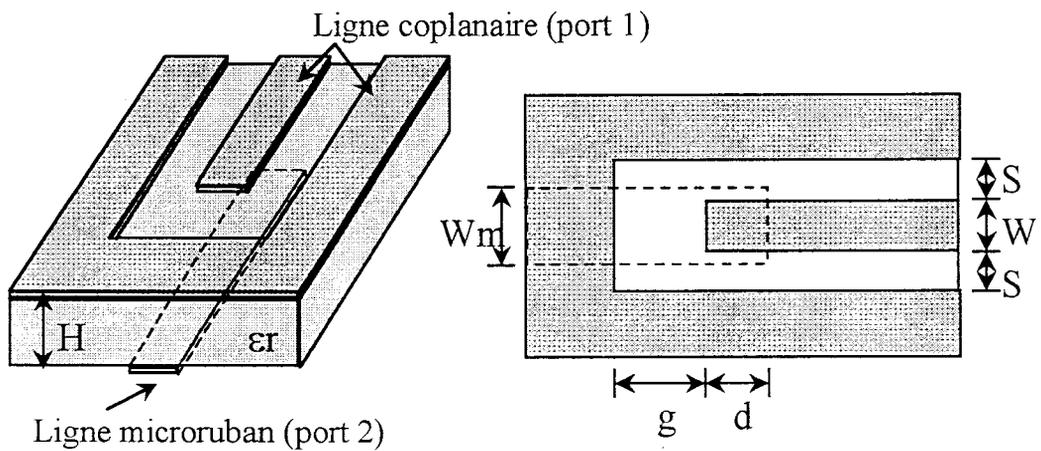
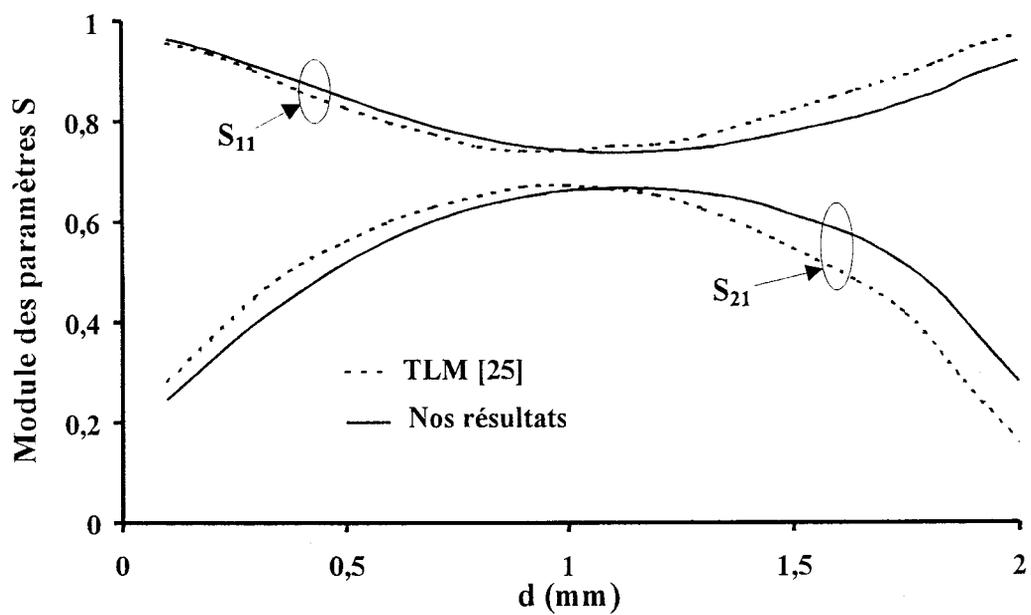
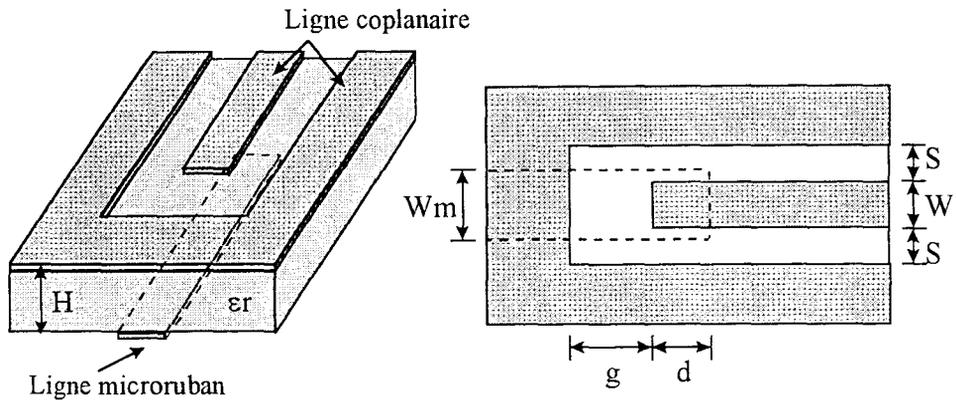


Figure II-25: Variation des paramètres S en fonction de la distance d .
 $F = 20$ GHz, $W = W_m = 0,2$ mm, $H = 0,254$ mm, $g = 0,5$ mm, $\epsilon_r = 9,6$.

entre une ligne microruban et coplanaire situées sur deux niveaux différents. La topologie retenue est présentée figureII-23.



FigureII-23 : Transition ligne coplanaire - ligne microruban.

Ce type de transition a été proposée et étudiée essentiellement par Messieurs les Professeurs Menzel et Vahldieck [24] [25]. L'objectif affiché de ces études est de réaliser des interconnexions entre lignes de topologie différente par couplage électromagnétique, pour la conception de circuits intégrés millimétriques. Les longueurs de couplage requises deviennent, en effet, compatible avec les dimensions des circuits. Ces transitions ne nécessitent plus de connexions métalliques verticales et réduisent par conséquent les coûts du circuit. Un tel dispositif peut être également envisager afin de caractériser « sous pointes » un circuit microruban sans implanter des vias ou trous métallisés afin de connecter les plans de masse aux pointes coplanaires de référence. Des filtres ont été réalisés en tirant profit de la sélectivité de cette transition.

Afin de tester la validité de notre modélisation, nous avons comparé nos résultats avec ceux issus de la méthode TLM [25]. Cette comparaison, illustrée par les figuresII-24 et II-25 s'est avérée satisfaisante pour des fréquences allant jusque 20 GHz.

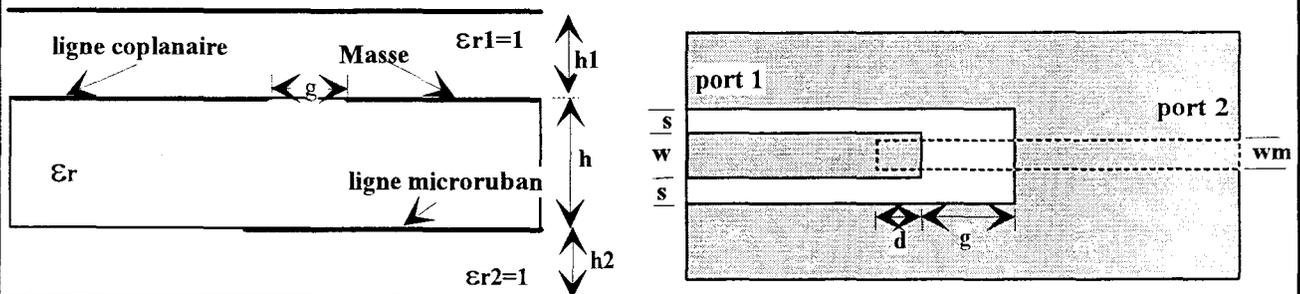
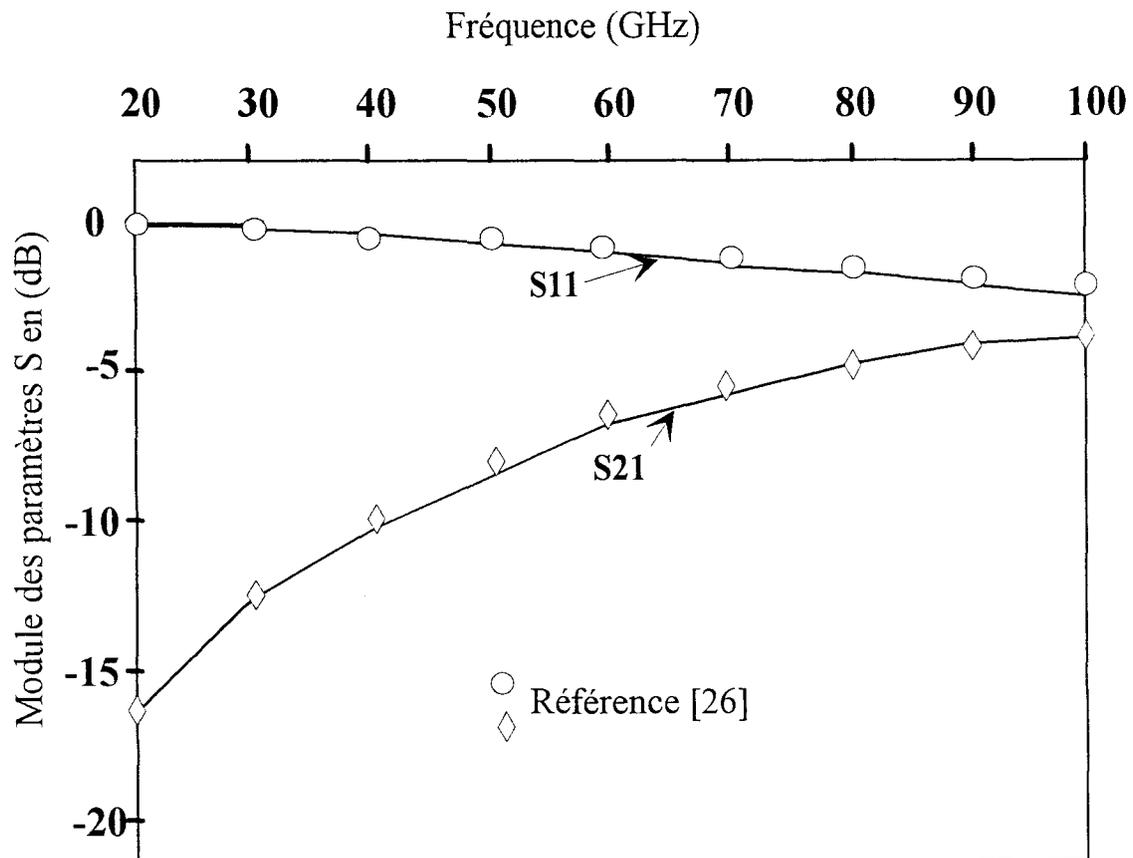


Figure II-26 : Variations des paramètres S en fonction de la fréquence de la Transition ligne Coplanaire - ligne Microruban pour:
 $h=0,1\text{mm}$, $g=0,2\text{mm}$, $d=0,075\text{mm}$, $S=0,05\text{mm}$, $w=0,075\text{mm}$,
 $w_m=0,075\text{mm}$ $h_1=0,4\text{mm}$ $h_2=0,4\text{mm}$, $\epsilon_r=12,9$)

Nous avons étendu avec succès (figureII-26) cette gamme de fréquence pour atteindre la centaine de GHz.[26]

II-3-5 Etude d'une fente réalisée au sein du plan de masse d'une ligne microruban.

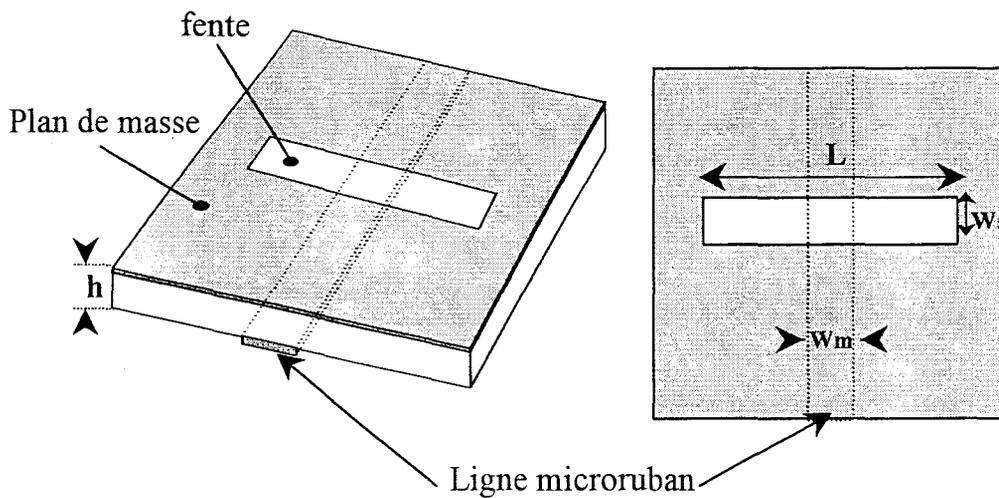
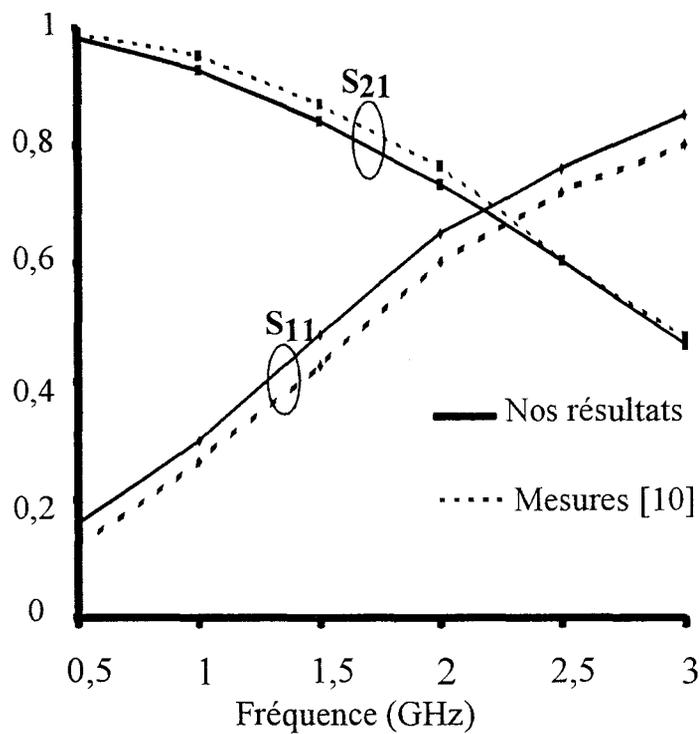
Comparaison théorie – expérience.

Nous avons simulé l'influence d'une fente diélectrique réalisée au sein du plan de masse d'une ligne microruban, sur les caractéristiques de propagation de cette ligne.

Généralement, la fente diélectrique est considérée comme un élément rayonnant. Cette antenne peut effectivement être excitée par la proximité d'une ligne microruban. Dans ce cas de figure, il est évident que l'objectif premier consiste à obtenir le maximum d'énergie rayonnée par l'antenne. Par voie de conséquence un maximum de couplage entre la ligne microruban et la fente sera recherché lors de la conception de cet élément.

Néanmoins, des ouvertures réalisées au sein d'un plan de masse peuvent être rencontrées au sein des circuits intégrés, non pas pour bénéficier du caractère rayonnant de cet élément, mais pour réaliser d'autres fonctions. A titre d'exemple, une ouverture peut être réalisée afin de permettre la connexion de lignes situées à des niveaux différents par l'intermédiaire d'un via [27]. L'objectif ici consiste à réduire au maximum les phénomènes de rayonnement. Les effets parasites de la fente diélectrique doivent cependant être estimés avec précision.

Nous avons comparé nos résultats de simulation avec la mesure (figure II-27). Ces résultats expérimentaux sont issus d'une recherche bibliographique. Comme l'atteste la figure II-27, cette comparaison s'avère très satisfaisante. Nous démontrons ainsi la validité de notre code de calcul.



$h=31$ mils, $W_m=55$ mils, $L=1$ in, $W_s=0.05$ in, $\epsilon_r=4.7$

Figure II-27: Fente réalisée au sein du plan de masse d'une ligne microruban.

Ces topologies, simulées avec succès, mettent en jeu des phénomènes de couplage et de rayonnement, phénomènes qui ne peuvent être pris en compte de façon précise que par le biais d'une intégration rigoureuse des termes de réaction. Nous redémontrons ainsi l'efficacité des procédures d'intégration employées au sein de notre code de simulation numérique.

Sans détailler à ce niveau le calcul des nouvelles fonctions de Green, nous avons souhaité poursuivre dans la difficulté en ajoutant un niveau de métallisation supplémentaire. Ce développement nous a permis de simuler les phénomènes de couplage entre deux lignes microrubans par le biais d'une fente rayonnante. Ces travaux sont illustrés par les figures II-28 et II-29. La comparaison de nos résultats avec d'une part d'autres résultats publiés et la mesure est très satisfaisante. Nous démontrons à nouveau que notre méthode et les procédures de calcul numérique associées sont aptes à décrire avec précision des éléments rayonnants, et ce, en champ proche.

II-4 Conclusion :

Nous avons voulu dans ce deuxième chapitre présenter les premières phases de construction de notre simulateur électromagnétique 3D. Il s'agissait d'incorporer plusieurs niveaux de métallisation. Compte tenu du fait qu'un de ces niveaux doit représenter une ligne coplanaire, nous avons opté pour un formalisme où uniquement l'évolution du courant magnétique au niveau des fentes diélectriques est recherché. En opposition à ce formalisme intégral, nous avons développé un formalisme d'équation intégrale électrique afin de simuler une ligne planaire placée sur un niveau supérieur (voir inférieur).

Le programme intermédiaire a été validé par l'étude de topologies particulières, proposées dans la littérature.

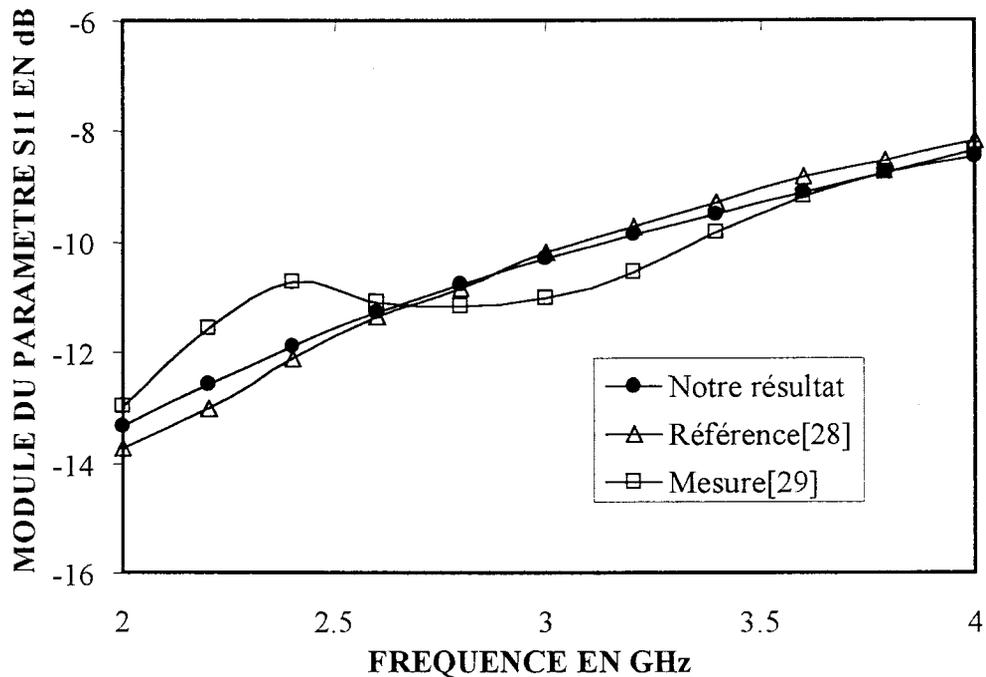
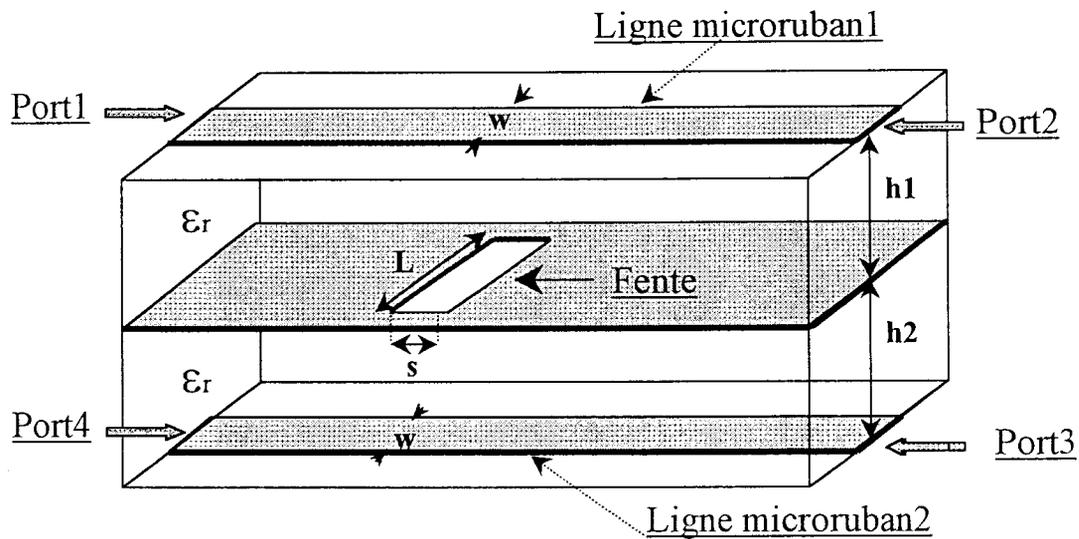
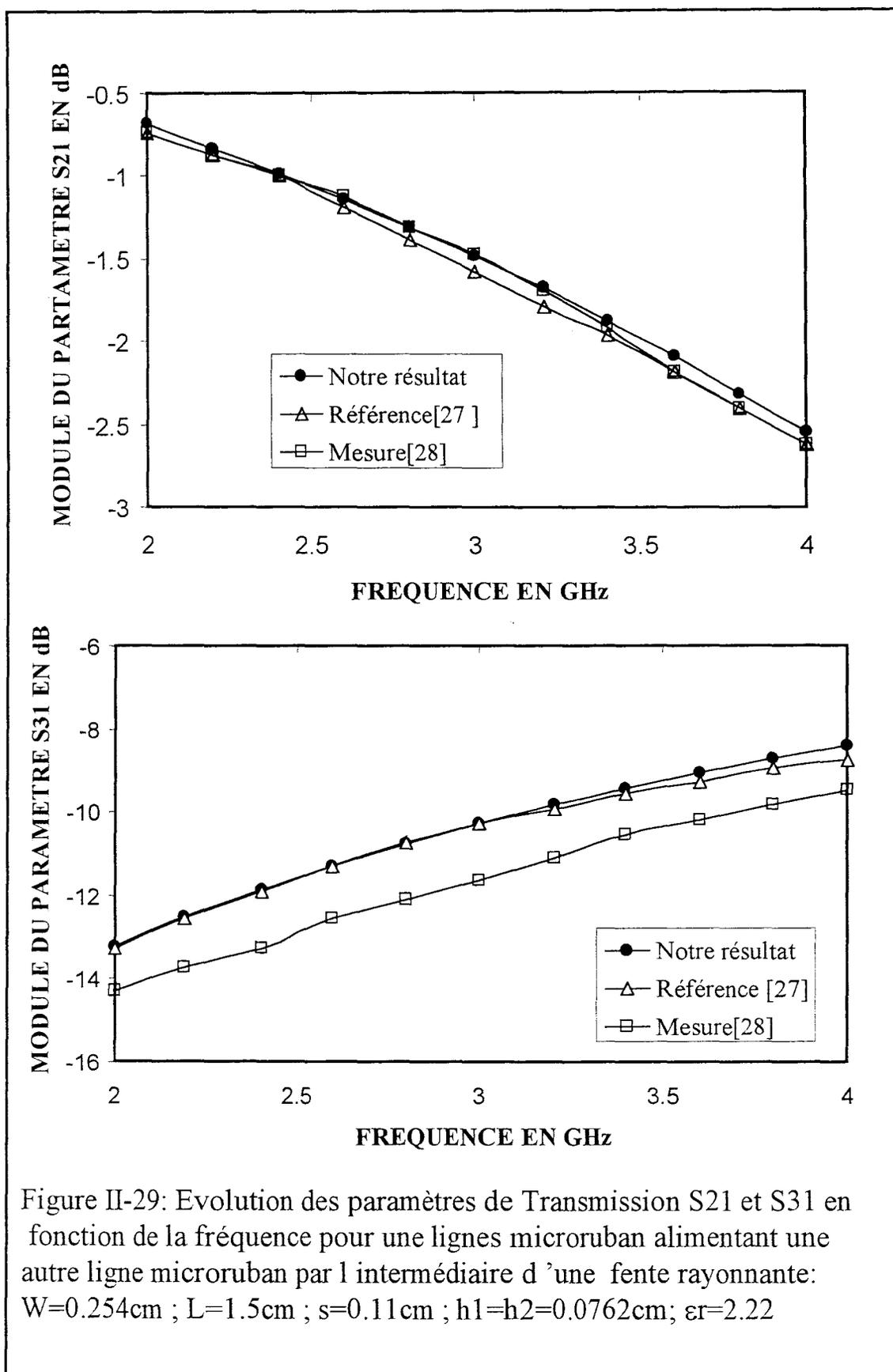


Figure II-28: Evolution du paramètre de réflexion en fonction de la fréquence pour une lignes microruban alimentant une autre ligne microruban par l intermédiaire d'une fente rayonnante avec :
 $W=0.254\text{cm}$; $L=1.5\text{cm}$; $s=0.11\text{cm}$; $h1=h2=0.0762\text{cm}$; $\epsilon_r=2.22$



Le dernier palier qu'il nous faut à présent franchir, avant d'atteindre nos objectifs, consiste à incorporer une composante verticale dans la description des courants électriques.

Compte tenu de la complexité de cette étape nous avons résumé l'ensemble des développements théoriques dans un chapitre que nous abordons à présent.

Bibliographie du deuxième chapitre

Bibliographie du chapitre II

- [1] **A.K. SHARMA, H. WANG.**
« Experimental models of series and shunt elements in coplanar MMICs. »
1992 IEEE MTT-Symposium, pp 1349-1352.
- [2] **M-J.TSAI, T-S. HONG, N.G. ALEXOPOULOS.**
« Via hole, bond wire and shorting pin modeling for multi-layerd circuits. »
1994 IEEE MTT-Symposium, pp 1777-1780.
- [3] **G. GHIONE, C. NALDI.**
« Analytical formulas for coplanar lines in hybrid and monolithic MICs. »
Electronic letters, vol. 20 , pp 179-181,fevrier 1984
- [4] **R.W. JACKSON.**
« Considerations in the use of coplanar waveguide for millimeter-wave integrated circuits. »
IEEE Trans On MTT, Vol 34 pp 1450-1456, décembre 1986.
- [5] **M. DRISSI, V.F. HANNA, J. CITERNE.**
« Analysis of coplanar waveguide radiating end effects using the integral equation technique. »
IEEE Trans On MTT, Vol 39 pp 112-116, janvier 1991.
- [6] **N.H. KOSTER, S. KOBLOWSKI, R. BERTENBURG, S. HEINEN, I. WOLF.**
« Investigation of air bridges used for MMICs in CPW technique. »
Proc ; of 19th European Microwave Conference, pp. 666-671, septembre 1986.
- [7] **C.DELABIE**
«Elaboration d'un simulateur de dispositifs planaires microondes . Application à la caractérisation de matériaux supraconducteurs. »
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, septembre 1994



- [8] **T. MHAMED, F.C. ESTEBAN, M. NEY, S. TOUTAIN.**
 « Modélisation d'une structure rayonnante chargée par une fente : Application à un élément d'additionneur de puissance. »
 Neuvième Journées Nationales Microondes Paris CNAM 4-5-6 avril 1995
- [9] **T. MHAMMEDI, F. C. ESTEBAN, M. NEY, S. TOUTAIN.**
 « Modélisation d'une structure rayonnante chargée par une fente : Application à un élément d'additionneur de puissance »
 Neuvième Journées Nationales Microondes Paris CNAM 4-5-6. Avril 1995..
- [10] **A.B. KOUKI , R. MITTRA, C.H. CHAN.**
 « Analysis of a Thin Slot Discontinuity in the Reference Plane of a Microstrip Structure. »
 IEEE Trans On MTT, Vol. 41 no. 8 pp 1356-1361 August 1993.
- [11] **R.F. HARRINGTON**
 « Time-harmonic electromagnetic fields. »
 New York : Mc Graw-Hill, pp.106-110, 1961
- [12] **PROF. B.D. POPOVIC, D.Sc.**
 « Electromagnetic field theorems. »
 IEE Proc , Vol ;128, Pt ; a, No ; 1, January 1981
- [13] **KUN-MU. CHEN.**
 « A Mathematical Formulation of the Equivalence Principle. »
 IEEE Trans On MTT, Vol 37, no.10 pp 1576-1580, october 1989.
- [14] **M.KAHRIZI. T.K. SARKAR, Z.A. MARICEVIC.**
 « Analysis of Wide Radiating Slot in the Ground Plane of a Microstrip Line. »
 IEEE Trans On MTT, vol. 41, no. 1, pp. 29-36, July 1993.
- [15] **N.J. DIB, L.P.B. KATEHI, G.E. PONCHAK,R.N. SIMONS.**
 « Theoretical and experimental characterization of coplanar waveguide discontinuities for filter applications. »
 IEEE Trans On MTT, vol.39, pp.873-881, mai 1991.

- [16] **W.P. HAROKOPUS, Jr. ,P. B. KATEHI.**
 « Radiation loss from open coplanar waveguide discontinuities. »
 IEEE MTT-S Digest pp.743-746. 1991.
- [17] **N.I. DIB, L.P.B. KATEHI, G.E. PONCHAK, R.N. SIMONS.**
 « Theoretical and Experimental Characterization of Coplanar Waveguide
 Discontinuities for Filter Applications. »
 IEEE Trans On MTT, vol. 39, no. 5, pp. 873-881, May 1991.
- [18] **P.B. KATEHI, N.G. ALEXOPOULOS.**
 « On the Modeling of Electromagnetically Coupled Microstrip Antennas –The Printed
 Strip Dipole. »
 IEEE Transaction On Antennas and Propagation, vol. AP-32, no.11, november 1984.
- [19] **M. NAGHEB, I. WOLFF.**
 « Equivalent Capacitances of Waveguide Discontinuities and Interdigitated
 Capacitors. Using a Three-Dimensional Finite Difference Methode. »
 IEEE Trans On MTT, vol. 38, no.12 december 1990.
- [20] **J.S. MCLEAN, T. ITOH.**
 « Full Wave Analysis of the Radiative Properties of Short-Circuit Discontinuities in
 Modified Coplanar Stripline. »
 IEEE MTT-Symposium Digest, pp. 203-206, International Microwave Albuquerque,
 New Mexico juin 1-5, 1992
- [21] **M. DRISSI, V.F. HANNA, J. CITERNE.**
 « Characterisation of Radiating Slotline Discontinuities. »
 The 3rd Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings, Tokyo, 1990.

- [22] **B. LINOT, M.F. WONG, O. PICON, V.F. HANNA, M. DRISSE.**
« A Rigorous Dispersive Characterization of Radiating Coplanar Waveguide Discontinuities and Junctions. »
EUMC conf, Cannes 1994, Vol.2, pp 1918-1923.
- [23] **N.I. DIB, W.P. HAROKOPUS, G.E. PONCHAK, L.P.B. KATEHI.**
« A Comparative Study between Shielded and Open Coplanar Waveguide Discontinuities. »
Int Jour.of Microwave an Millimeter-Wave Computer-Aided Engineering, Vol.2, No.4, pp 331-334.
- [24] **W. MENZEL, W. SCHWAB, G. STRAUSS.**
« Investigation of Coupling Structures for Coplanar Bandpass Filters. »
IEEE MTT-S Digest, pp 1407-1410 1995.
- [25] **H. JIN, R. VAHLDIECK.**
« Full-Wave Analysis of Coplanar Waveguide Discontinuities Using the Frequency Domain TLM Methode. »
IEEE Trans On MTT, vol. 41, no.9, pp. 1538-1541, September 1993.
- [26] **J.G. YOON, N.I. DIB, LINDA P.B. KATEHI.**
« Characterization of High Frequency Interconnects Using Finite Difference Time Domain and Finite Element Methods. »
IEEE Trans On MTT, vol. 42, no. 9, pp.1727-1736, september 1994.
- [27] **T. WANG, R. HARRINGTON , J.R. MAUTZ.**
« Quasi Static Analysis of a Microstrip Via Through a Hole in a Ground Plane. »
IEEE Trans On MTT, vol. 36, no. 6, pp.1008-1013, June 1988.
- [28] **J. SERCU, N. FACHE, F. LIBBRECHT, P. LAGASSE.**
« Mixed Potential Integral Equation Technique for Hybrid Microstrip-slotline Multilayered Circuits Using a Mixed Rectangular-Triangular Mesh. »
IEEE Trans On MTT, vol. 43, no. 5, pp. 1162-1172, may 1995

[29] **N. HERSCOVICI, D.M. POZAR.**

« Full-Wave Analysis of Aperture-Coupled Microstrip Lines. »

IEEE Trans On MTT, vol. 39, no. 7, PP.1108-1114 , july 1991

[30] **B. LINOT, M.F. WONG, O. PICON, V.F. HANNA.**

« Application numérique de la méthode d'étalonnage TRL à un simulateur
électromagnétique pour l'excitation des paramètres S de discontinuités planaires »

Neuvième Journées Nationales Micro-Ondes Paris CNAM 4-5-6. Avril 1995.

Troisième chapitre

« Application de la méthode des équations intégrales à l'étude de
structures 3D »

III Application de la méthode des équations intégrales à l'étude de structures 3D.

III-1) Introduction.

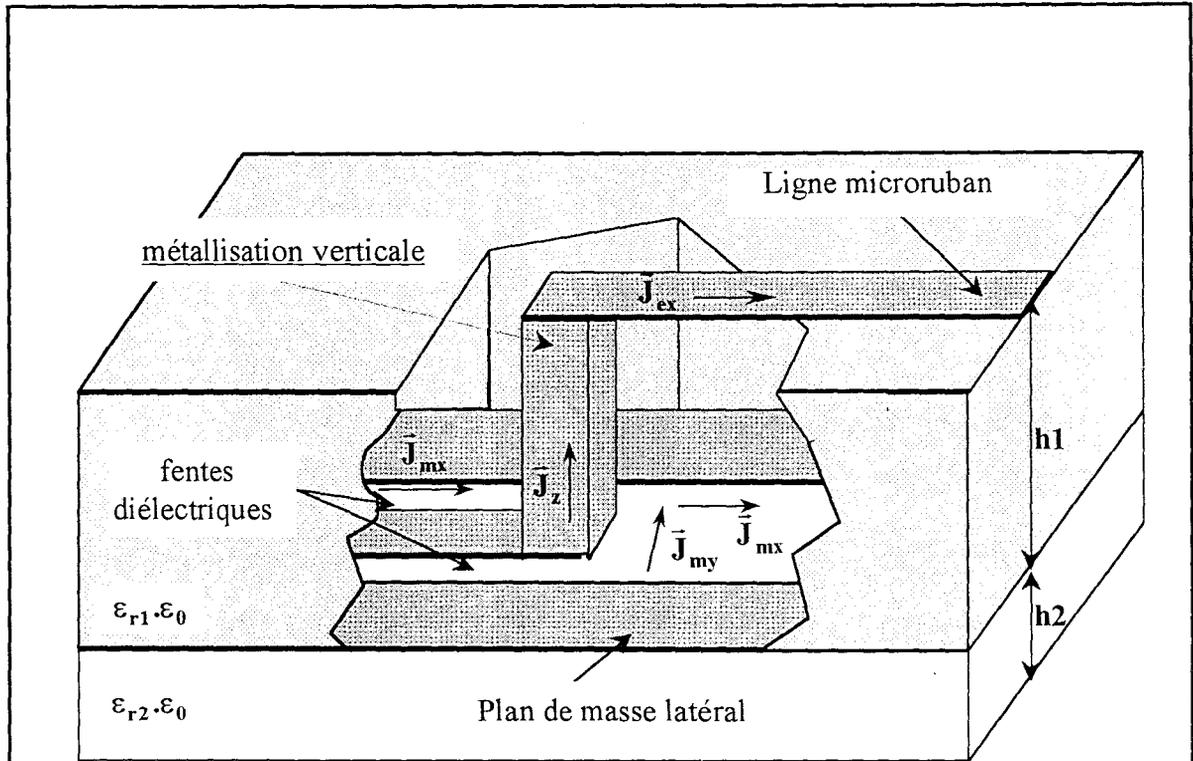
A ce stade de notre exposé, nous allons détailler les différentes phases que nous avons développées afin d'étendre notre formulation intégrale à l'étude de structures 3D.

Afin de répondre à cet objectif, nous avons naturellement incorporé une composante verticale dans la description des métallisations. Ce chapitre se veut essentiellement théorique et sa lecture pourrait être difficile. Cependant, nous avons souhaité présenter cette phase théorique de façon précise afin que ce document puisse être utilisé ultérieurement.

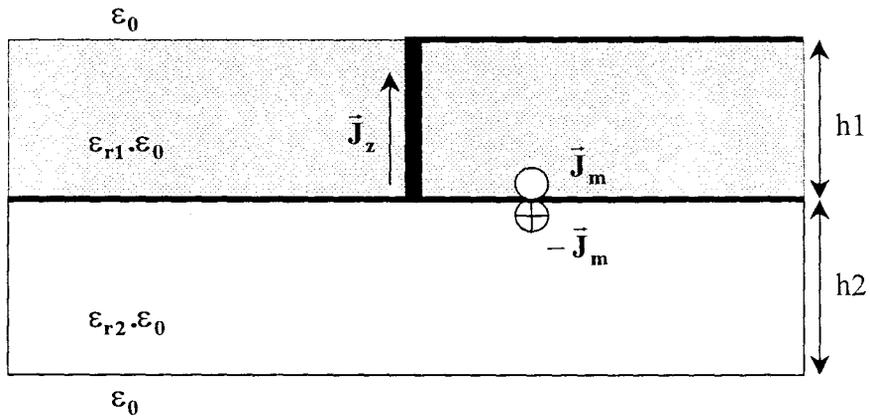
L'exemple de la structure [III-1] illustre les potentialités recherchées de notre simulateur. Elle sera utilisée afin de décrire le formalisme que nous avons utilisé.

Aux hypothèses habituelles, présentées dans le premier chapitre, nous adjoignons certaines restrictions à la description des métallisations verticales. Nous considérons que les conducteurs verticaux ne traversent qu'un seul milieu diélectrique. Ils sont représentés par un parallélépipède rectangle droit. Nous négligeons les variations transversales du courant électrique circulant au sein de ces conducteurs, qui, par conséquent, présenteront des largeurs très inférieures par rapport à la longueur d'onde.

Le simulateur développé sera essentiellement utilisé au niveau du quatrième chapitre, où nous l'appliquerons à l'étude de discontinuités coplanaires. Ainsi, ne seront présentés à la fin de ce chapitre que quelques exemples d'applications afin de valider les développements théoriques que nous présentons à présent.



Vue 3D



Coupe transversale

Figure III-1 : Exemple de configuration 3D

III-2) Formulation intégrale pour l'analyse de structure 3D.

III-2-1) Présentation du modèle retenue.

La configuration générale de la structure d'étude est présentée sur la figure(III-1a)
 Dans une première étape le principe d'équivalence [1][2][3]est appliqué pour diviser le problème original en deux problèmes équivalents. Les fentes sont remplacées par un conducteur parfait entouré des deux cotés par un courant magnétique surfacique équivalent.
 Présenté en détail au chapitre II, nous ne reviendrons pas sur ce formalisme.

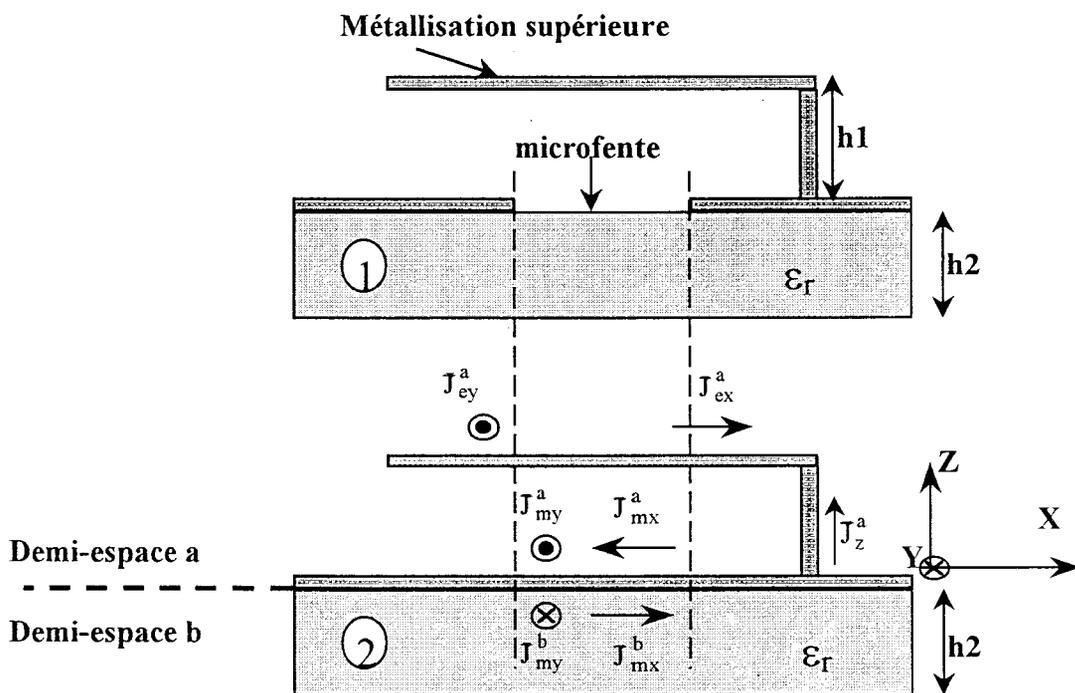


figure (III-1a)

Ce courant magnétique équivalent satisfait à la relation suivante :

$$\vec{J}_{ms} = \vec{E}_s \times \vec{e}_z \quad (III-1)$$

Avec $\vec{J}_{ms}^a = -\vec{J}_{ms}^b = \vec{J}_{ms}$ et \vec{E}_s représente le champ électrique tangent au niveau des fentes, \vec{e}_z est le vecteur unitaire normal à la surface. Le champ électromagnétique total dans chaque demi-espace peut s'exprimer de la sorte :

Pour le demi-espace noté a , nous avons :

$$\begin{aligned}\vec{H}_{tot}^a(\vec{r}, z) &= \vec{H}_{J_m}^a(\vec{r}, z) + \vec{H}_{J_e}^a(\vec{r}, z) + \vec{H}_{J_z}^a(\vec{r}, z) \\ \vec{E}_{tot}^a(\vec{r}, z) &= \vec{E}_{J_m}^a(\vec{r}, z) + \vec{E}_{J_e}^a(\vec{r}, z) + \vec{E}_{J_z}^a(\vec{r}, z)\end{aligned}\quad (III-2)$$

Au sein du demi-espace b, il vient :

$$\begin{aligned}\vec{H}_{tot}^b(\vec{r}, z) &= \vec{H}_{-\vec{J}_m}^b(\vec{r}, z) \\ \vec{E}_{tot}^b(\vec{r}, z) &= \vec{E}_{-\vec{J}_m}^b(\vec{r}, z)\end{aligned}\quad (III-3)$$

Les équations intégrales électriques et magnétiques [4][5][6](EqIE et EqIM) sont obtenues en traduisant les conditions de continuités du champ électromagnétique au niveau de chaque interface :

- Au niveau de l'interface $Z=0$

Le champ magnétique tangentiel est continu au niveau des fentes diélectriques, on obtient l'expression suivante :

$$\vec{e}_z \times [\vec{H}_{tot}^a(\vec{r}, z=0) - \vec{H}_{tot}^b(\vec{r}, z=0)] = \vec{J}_s^{ext} \quad (III-4)$$

- Au niveau de l'interface $Z=h1$

Le champ électrique tangentiel total est nul le long de la ligne microruban il vérifie la relation suivante :

$$\vec{e}_z \times [\vec{E}_{\text{tot}}^a(\vec{r}, h1) + \vec{E}^{\text{ext}}] = \vec{0} \quad (\text{III-5})$$

En absence de l'excitation le terme \vec{E}^{ext} est nul.

- au niveau de la métallisation verticale pour $0 < Z < h1$

Le champ électrique tangent à la métallisation verticale est nul, il vérifie la relation suivante :

$$\vec{e}_{x,y} \times [\vec{E}_{\text{tot}}^a(\vec{r}, z) + \vec{E}^{\text{ext}}] = \vec{E}_{j_e}^{a,z}(\vec{r}, z) + \vec{E}_{j_m}^{a,z}(\vec{r}, z) + \vec{E}_{j_{ez}}^{a,z}(\vec{r}, z) + \vec{E}_z^{\text{ext}} = \vec{0} \quad (\text{III-6})$$

\vec{e}_z représente la normale au plan (x,y).

$\vec{e}_{x,y}$ symbolise la normale au plan (z,x) ou (z,y).

l'indice z corespond à la composante du champs électrique suivant la direction verticale (oz).

En l'absence de l'excitation, \vec{E}_z^{ext} est nul. Les champs électromagnétiques sont exprimés sous forme d'intégrales par les expressions suivantes[6] :

$$\left\{ \begin{array}{l}
* \bar{H}_{\bar{J}_m}^a(\bar{r}, 0) = \int_{S_m} \bar{\bar{G}}_{HM}^a(\bar{r}, 0; \bar{r}', 0) \bar{J}_m(\bar{r}', 0) dx' dy' \\
* \bar{H}_{-\bar{J}_m}^b(\bar{r}, 0) = - \int_{S_m} \bar{\bar{G}}_{HM}^b(\bar{r}, 0; \bar{r}', 0) \bar{J}_m(\bar{r}', 0) dx' dy' \\
* \bar{H}_{\bar{J}_e}^a(\bar{r}, 0) = \int_{S_e} \bar{\bar{G}}_{HJ}^a(\bar{r}, 0; \bar{r}', h_1) \bar{J}_e(\bar{r}', h_1) dx' dy' \\
* \bar{H}_{\bar{J}_{ez}}^a(\bar{r}, 0) = \int_{S_{ez}} \left[\int_0^{h_1} \bar{\bar{G}}_{HJ_z}^a(\bar{r}, 0; \bar{r}', z') \bar{J}_{ez}(\bar{r}', z') dz' \right] dx' dy'
\end{array} \right. \quad (III-7)$$

A partir de l'équation (III-4) et (III-7) on obtient :

$$\begin{aligned}
\bar{J}_{es}^{ext} = \bar{e}_z \times \int_s \left[\left(\bar{\bar{G}}_{HM}^a(\bar{r}, 0; \bar{r}', 0) + \bar{\bar{G}}_{HM}^b(\bar{r}, 0; \bar{r}', 0) \right) \bar{J}_m(\bar{r}', 0) + \bar{\bar{G}}_{HJ}^a(\bar{r}, 0; \bar{r}', h_1) \bar{J}_e(\bar{r}', h_1) \right. \\
\left. + \int_0^{h_1} \bar{\bar{G}}_{HJ_{ez}}^a(\bar{r}, 0; \bar{r}', z') \bar{J}_{ez}(\bar{r}', z') dz' \right] ds
\end{aligned} \quad (III-8)$$

De même les champs électriques à la surface de la métallisation horizontale, engendrés par les courants électriques et magnétiques, $\bar{J}_e, \bar{J}_{ez}, \bar{J}_m$, s'expriment par le biais des relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l}
\bar{E}_{\bar{J}_e}^a(\bar{r}, h_1) = \int_{S_e} \bar{\bar{G}}_{EJ}^a(\bar{r}, h_1; \bar{r}', h_1) \bar{J}_e(\bar{r}', h_1) dx' dy' \\
\bar{E}_{\bar{J}_m}^a(\bar{r}, h_1) = \int_{S_m} \bar{\bar{G}}_{EM}^a(\bar{r}, h_1; \bar{r}', 0) \bar{J}_m(\bar{r}', 0) dx' dy' \\
\bar{E}_{\bar{J}_{ez}}^a(\bar{r}, h_1) = \int_{S_{ez}} \left[\int_0^{h_1} \bar{\bar{G}}_{EJ_z}^a(\bar{r}, h_1; \bar{r}', z') \bar{J}_{ez}(\bar{r}', z') dz' \right] dx' dy'
\end{array} \right. \quad (III-9)$$

Par conséquent la relation de continuité (III-5) s'écrit :

$$\bar{E}_s^{ext} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [\bar{G}_{EM}^a(\bar{r}, h_1, \bar{r}', 0) \cdot \bar{J}_m(\bar{r}', 0) + \bar{G}_{EJ}^a(\bar{r}, h_1, \bar{r}', h_1) \cdot \bar{J}_e(\bar{r}', h_1) + \int_0^{h_1} \bar{G}_{EJz}^a(\bar{r}, h_1, \bar{r}', z') \cdot \bar{J}_{ez}(\bar{r}', z') \cdot dz'] \cdot ds$$

(III :10)

De même les composantes dans la direction oz du champ électrique induit par l'ensemble des sources s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{E}_{J_e}^{az}(\bar{r}, z) = \iint_{S_e} \bar{G}_{EzJ}^a(\bar{r}, z; \bar{r}', h_1) \bar{J}_e(\bar{r}', h_1) dx' dy' \\ \bar{E}_{J_m}^{az}(\bar{r}, z) = \iint_{S_m} \bar{G}_{EzM}^a(\bar{r}, z; \bar{r}', 0) \bar{J}_m(\bar{r}', 0) dx' dy' \\ \bar{E}_{J_{ez}}^{az}(\bar{r}, z) = \int_{S_{ez}} \left[\int_0^{h_1} \bar{G}_{EzJz}^a(\bar{r}, z; \bar{r}', z') \bar{J}_{ez}(\bar{r}', z') dz' \right] \cdot dx' dy' \end{array} \right. \quad (III-11)$$

En utilisant (III-6) et (III-11) on obtient la composante verticale du champ électrique au niveau de la métallisation verticale de hauteur h1, elle s'exprime de la façon suivante[6] :

$$\bar{E}_z^{ext} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [\bar{G}_{EzM}^a(\bar{r}, z, \bar{r}', 0) \cdot \bar{J}_m(\bar{r}', 0) + \bar{G}_{EzJ}^a(\bar{r}, z, \bar{r}', h_1) \cdot \bar{J}_e(\bar{r}', h_1) + \int_0^{h_1} \bar{G}_{EzJz}^a(\bar{r}, h_1, \bar{r}', z') \cdot \bar{J}_{ez}(\bar{r}', z') \cdot dz'] \cdot ds$$

(III-12)

- S_m , S_e et S_{ez} sont respectivement la surface où est appliqué le courant magnétique,

les surfaces des métallisations horizontale et verticale.

Les composantes tangentielles des champs électromagnétiques, $\tilde{E}_x(\bar{k}_t, z)$, $\tilde{E}_y(\bar{k}_t, z)$, $\tilde{E}_z(\bar{k}_t, z)$, $\tilde{H}_x(\bar{k}_t, z)$ et $\tilde{H}_y(\bar{k}_t, z)$ sont reliées, dans le domaine transformé, à celle des densités des courants $\tilde{J}_s(\bar{k}_t, z)$, $\tilde{J}_{cz}(\bar{k}_t, z)$ et $\tilde{J}_{ms}(\bar{k}_t, z)$ par l'intermédiaire des expressions suivantes :

$$\begin{bmatrix} \tilde{H}_u(\bar{\xi}) \\ \tilde{E}_u(\bar{\xi}) \\ \tilde{E}_z(\bar{\xi}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \left[\tilde{G}_{HM}^{uv}(\bar{k}_t, 0, 0) \right] & \left[\tilde{G}_{HJ}^{uv}(\bar{k}_t, 0, h1) \right] & \left[\tilde{G}_{HJZ}^{uzI}(\bar{k}_t) \right] \\ \left[\tilde{G}_{EM}^{uv}(\bar{k}_t, h1, 0) \right] & \left[\tilde{G}_{EJ}^{uv}(\bar{k}_t, h1, h1) \right] & \left[\tilde{G}_{EJZ}^{uzI}(\bar{k}_t) \right] \\ \left[\tilde{G}_{EzM}^{zu}(\bar{k}_t, z, 0) \right] & \left[\tilde{G}_{EzJ}^{zu}(\bar{k}_t, z, h1) \right] & \left[\tilde{G}_{EzJZ}^{zzI}(\bar{k}_t, z) \right] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_{mu}(\bar{\xi}') \\ \tilde{J}_{eu}(\bar{\xi}') \\ \tilde{J}_{ez}(\bar{\xi}') \end{bmatrix}$$

avec $u, v=x, y$; $\bar{\xi} = (\bar{k}_t, z)$ et $\bar{\xi}' = (\bar{k}_t, z')$ sont respectivement la position du point observateur et du point source et \tilde{G}^{uzI} correspond aux champs électromagnétiques aux niveau des différentes interfaces, créés par les différents points sources unitaires de longueur infinitésimale, le long de la métallisation verticale. Le calcul de ces termes est analytique. Ils

s'expriment de la façon suivante : $\tilde{G}^{uzI} = \int_0^{h1} \tilde{G}^{uz} . dz'$ avec \tilde{G}^{uz} la fonction de Green

correspond aux champs électromagnétique créée par un point source unitaire donné, placé sur un point z' quelconque de la métallisation verticale.

$h1$ sera naturellement associé à la hauteur de la métallisation .

III-2-2 Expression des fonctions de Geen.

La détermination des fonctions de Green s'opère toujours en utilisant un formalisme du type ligne de transmission[7].

Au niveau de ce chapitre nous ne présentons que les développements théoriques qui aboutissent aux calculs des fonctions de Green reliant les champs électromagnétiques au courant électrique vertical et le champ électrique vertical aux courants horizontaux.

Les autres termes intervenant au sein de la fonction dyadique de Green ont été déterminés dans les chapitres précédents.

III-2-2-1 Fonction de Green associée à une source de courant électrique, placée entre 0 et h1.

la source élémentaire peut être schématisée par un générateur de tension, proportionnel à la source du courant \vec{J}_{ez} , placée sur la métallisation verticale entre 0 et h1. On rappelle que cette source ne contribue pas aux modes TE/z. Sans la présence des courants électromagnétiques \vec{J}_e et \vec{J}_m , la configuration est donc la suivante (figure III-2) :

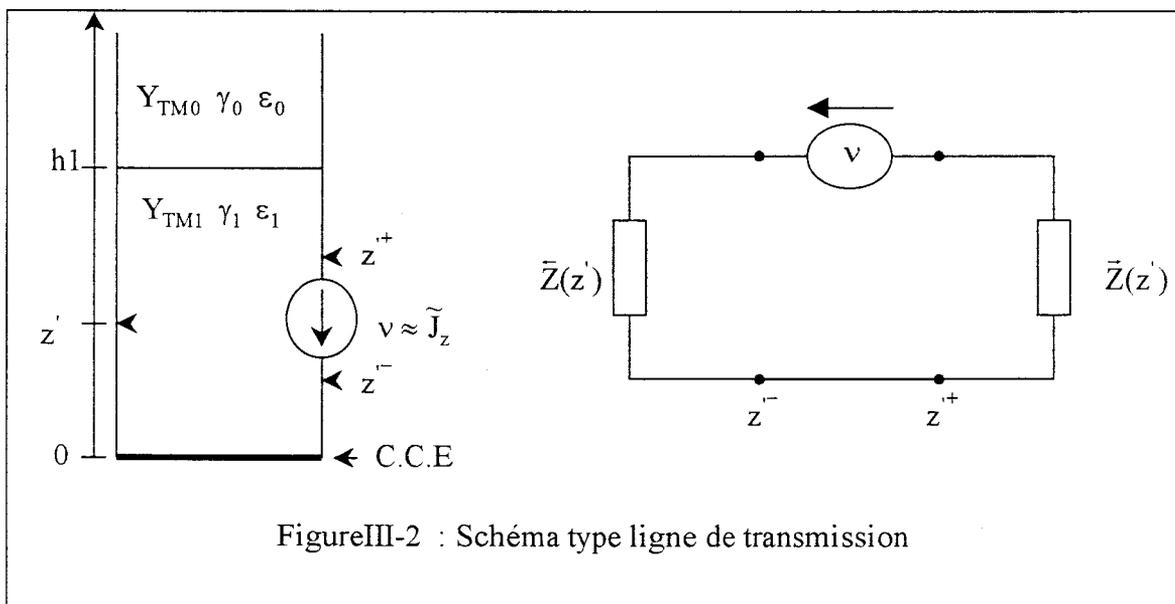


Figure III-2 : Schéma type ligne de transmission

III-2-2-1-a : Fonction de Green \tilde{G}_{Hz}^{z} , \tilde{G}_{Hz}^{yz} .

La détermination des fonctions de Green $\tilde{G}_{Hz}^{xz}, \tilde{G}_{Hz}^{yz}$ revient à calculer le champ magnétique sur l'interface $z=0$ créé par la source verticale v (figure III-2). Dans ce cas on a $(z=0) < z'$, l'équation des lignes de transmission (I-27) devient :

$$\circ I(0, z') = - \left[\frac{v}{\tilde{Z}(z')} \right] \bullet \left[\text{ch}(\gamma_1 z') - \tilde{Z}'(z') \cdot \text{sh}(\gamma_1 z') \right] \quad (\text{III-13})$$

avec :

$$\tilde{Z}(z') = \frac{1}{Y_{TM1}} \cdot \frac{Y_{TM1} + Y_{TM0} \cdot \text{th}(\gamma_1 \cdot (h1 - z'))}{Y_{TM0} + Y_{TM1} \cdot \text{th}(\gamma_1 \cdot (h1 - z'))} \quad \text{et} \quad \tilde{Z}'(z') = Z_{TM1} \cdot \text{th}(\gamma_1 z') \quad (\text{III-14})$$

On pose : $\tilde{Z}(z) = \tilde{Z}(z') + \tilde{Z}(z')$

Alors :

$$\tilde{Z}(z) = \frac{1}{Y_{TM1}} \cdot \frac{Y_{TM1} \cdot \text{ch}(\gamma_1 \cdot h1) + Y_{TM0} \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot h1)}{Y_{TM0} \cdot \text{ch}(\gamma_1 \cdot (h1 - z')) + Y_{TM1} \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot (h1 - z')) \cdot \text{ch}(\gamma_1 \cdot h1)} \quad (\text{III-15})$$

en identifiant les équations (I-16) , (I-17) avec l'équation (I-19), pour $\tilde{J}_{mu} = 0$, on obtient l'équation suivante:

$$\begin{cases} I \equiv \tilde{H}_u \\ v \equiv - \frac{k_t}{\omega \cdot \epsilon_1} \cdot \tilde{J}_{ez} \\ V \equiv \tilde{E}_v \end{cases} \quad (\text{III-16})$$

alors (III-13) s'écrit de la façon suivante :

$$\circ \quad \tilde{\tilde{H}}_u(\vec{k}_t, 0) = \frac{k_t}{\omega \varepsilon_1} \cdot \frac{1}{\tilde{\tilde{Z}}(z')} \left[\text{ch}(\gamma_1 z') - \tilde{\tilde{Z}}'(z') \cdot \text{sh}(\gamma_1 z') \right] \cdot \tilde{\tilde{J}}_{ez}(\vec{k}_t, z') \quad (\text{III-17})$$

La densité du courant $\tilde{\tilde{J}}_{ez}$ ne contribue pas au mode TE/z, par suite on pose :

$$g_{\text{TM}}^{e_z m} = \left(\frac{\tilde{\tilde{H}}_u(\vec{k}_t, 0)}{\tilde{\tilde{J}}_{ez}(\vec{k}_t, z')} \right)_{\tilde{\tilde{J}}_{\mu} = \tilde{\tilde{J}}_{ev} = 0} \quad (\text{III-18})$$

Par conséquent on obtient :

$$g_{\text{TM}}^{e_z m} = \frac{k_t}{\omega \varepsilon_1} \cdot Y_{\text{TM}1} \cdot \frac{Y_{\text{TM}1} \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot (h1 - z')) + Y_{\text{TM}0} \cdot \text{ch}(\gamma_1 \cdot (h1 - z'))}{Y_{\text{TM}0} \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot h1) + Y_{\text{TM}1} \cdot \text{ch}(\gamma_1 \cdot h1)} \quad (\text{III-19})$$

En utilisant (I-7), on obtient les relations suivantes :

$$\tilde{\tilde{H}}_u = \tilde{\tilde{H}}_x \cdot \sin \delta - \tilde{\tilde{H}}_y \cdot \cos \delta = g_{\text{TM}}^{e_z m} \cdot \tilde{\tilde{J}}_{ez} = g_{\text{TM}}^{e_z m} (\cos^2 \delta + \sin^2 \delta) \cdot \tilde{\tilde{J}}_{ez} \quad (\text{III-20})$$

donc

$$\tilde{\tilde{H}}_x \cdot \sin \delta - \tilde{\tilde{H}}_y \cdot \cos \delta = (g_{\text{TM}}^{e_z m} \cdot \sin \delta) \cdot \sin \delta \cdot \tilde{\tilde{J}}_{ez} + (g_{\text{TM}}^{e_z m} \cdot \cos \delta) \cdot \cos \delta \cdot \tilde{\tilde{J}}_{ez} \quad (\text{III-21})$$

par identification on obtient :

$$\tilde{\tilde{H}}_x(\vec{k}_t, 0) = (g_{\text{TM}}^{e_z m} \cdot \sin \delta) \cdot \tilde{\tilde{J}}_{ez}(\vec{k}_t, z') = \tilde{\tilde{G}}_{\text{HJ}z}^{\text{xz}}(\vec{k}_t, 0, z') \cdot \tilde{\tilde{J}}_{ez}(\vec{k}_t, z') \quad (\text{III-22})$$

$$\tilde{H}_y(\vec{k}_t, 0) = -(\mathbf{g}_{TM}^{ezm} \cdot \cos\delta) \cdot \tilde{J}_{ez}(\vec{k}_t, z') = \tilde{G}_{HJ_z}^{yz}(\vec{k}_t, 0, z') \cdot \tilde{J}_{ez}(\vec{k}_t, z') \quad (\text{III-23})$$

avec

$$\sin \delta = \frac{k_y}{k_t} \quad \cos \delta = \frac{k_x}{k_t}$$

finalement on obtient les expressions des fonctions de Green suivantes :

$$* \tilde{G}_{HJ_z}^{xz}(\vec{k}_t, 0, z') = \frac{k_y}{\omega \varepsilon_1} \cdot Y_{TM1} \cdot \frac{Y_{TM1} \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot (h1 - z')) + Y_{TM0} \cdot \text{ch}(\gamma_1 \cdot (h1 - z'))}{Y_{TM0} \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot h1) + Y_{TM1} \cdot \text{ch}(\gamma_1 \cdot h1)} \quad (\text{III-24})$$

$$* \tilde{G}_{HJ_z}^{yz}(\vec{k}_t, 0, z') = -\frac{k_x}{\omega \varepsilon_1} \cdot Y_{TM1} \cdot \frac{Y_{TM1} \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot (h1 - z')) + Y_{TM0} \cdot \text{ch}(\gamma_1 \cdot (h1 - z'))}{Y_{TM0} \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot h1) + Y_{TM1} \cdot \text{ch}(\gamma_1 \cdot h1)} \quad (\text{III-25})$$

III-2-2-1-b) : Fonction de Green : $\tilde{G}_{EJ_z}^{xz}, \tilde{G}_{EJ_z}^{yz}$.

Dans ce cas, on calcule le champ électrique sur l'interface $Z=h1$, crée uniquement par une source verticale de courant électrique placée entre 0 et $h1$, donc $(z=h1) > z'$, par conséquent l'équation des lignes de transmission (I-24) devient :

$$V(h1, z') = -v \cdot \frac{\bar{Z}(z')}{\bar{Z}(z)} \left[\text{ch}(\gamma_1 (h1 - z')) - \bar{Y}'(z') \cdot \text{sh}(\gamma_1 (h1 - z')) \right] \quad (\text{III-26})$$

en utilisant l'équation d'identification(III-16), l'équation (III-26) devient :

$$\tilde{\tilde{E}}_v(\bar{k}_t, h1) = \frac{k_t}{\omega \epsilon_1} \cdot \frac{\tilde{Z}(z')}{\tilde{Z}(z')} \left[\text{ch}(\gamma_1(h1 - z')) - \bar{Y}(z') \cdot \text{sh}(\gamma_1(h1 - z')) \right] \cdot \tilde{\tilde{J}}_{ez}(\bar{k}_t, z') \quad (\text{III-27})$$

et on pose:

$$Z_{\text{TM}}^{\text{EJz}} = \left(\frac{\tilde{\tilde{E}}_v(\bar{k}_t, h1)}{\tilde{\tilde{J}}_{ez}(\bar{k}_t, z')} \right)_{\tilde{J}_{\mu} = \tilde{J}_{ev} = 0} \quad (\text{III-28})$$

on obtient :

$$Z_{\text{TM}}^{\text{EJz}} = \frac{k_t}{\omega \epsilon_1} \cdot \frac{Y_{\text{TM1}} \cdot \text{ch}(\gamma_1 z')}{Y_{\text{TM1}} \cdot \text{ch}(\gamma_1 h1) + Y_{\text{TM0}} \cdot \text{sh}(\gamma_1 h1)} \quad (\text{III-29})$$

a partir de l'équation (I-7) on a :

$$\tilde{\tilde{E}}_v = \tilde{\tilde{E}}_x \cdot \cos \delta + \tilde{\tilde{E}}_y \cdot \sin \delta = Z_{\text{TM}}^{\text{EJz}} \cdot (\cos^2 \delta + \sin^2 \delta) \cdot \tilde{\tilde{J}}_{ez} \quad (\text{III-30})$$

avec

$$\cos \delta = \frac{k_x}{k_t} \quad \text{et} \quad \sin \delta = \frac{k_y}{k_t}$$

En suivant la même démarche que précédemment on obtient :

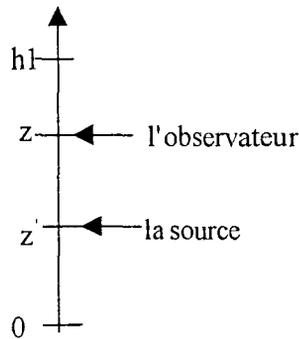
$$* \tilde{\tilde{G}}_{\text{EJz}}^{\text{xz}}(\bar{k}_t, h1, z') = \frac{k_x}{\omega \epsilon_1} \cdot \frac{Y_{\text{TM1}} \cdot \text{ch}(\gamma_1 z')}{Y_{\text{TM1}} \cdot \text{ch}(\gamma_1 h1) + Y_{\text{TM0}} \cdot \text{sh}(\gamma_1 h1)} \quad (\text{III-31})$$

$$* \tilde{\tilde{G}}_{\text{EJz}}^{\text{yz}}(\bar{k}_t, h1, z') = \frac{k_y}{\omega \epsilon_1} \cdot \frac{Y_{\text{TM1}} \cdot \text{ch}(\gamma_1 z')}{Y_{\text{TM1}} \cdot \text{ch}(\gamma_1 h1) + Y_{\text{TM0}} \cdot \text{sh}(\gamma_1 h1)} \quad (\text{III-32})$$

III-2-2-1-c : Fonction de Green $\tilde{\tilde{G}}_{\text{EzJz}}^{\text{zz}}$.

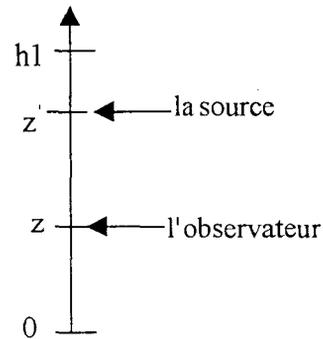
Cette fonction de Green correspond au champ électrique vertical \tilde{E}_z , en un point quelconque z le long de la métallisation verticale, créé par une excitation unitaire. Nous devons distinguer deux cas de figure pour le calcul de ce terme :

1^{er} cas



$$0 < z' < z$$

2^{ème} cas



$$z \leq z' \leq h_1$$

En utilisant les équations des lignes de transmission et en suivant les mêmes démarches utilisées auparavant on obtient :

1^{er} cas : $z > z'$.

Dans ce cas la source peut se déplacer entre 0 et z donc l'équation des lignes de transmission (I-25) s'écrit:

$$\circ I(z, z') = -\frac{v}{\tilde{Z}(z')} \cdot \left[\text{ch}(\gamma_1(z-z')) - \tilde{Z}'(z') \cdot \text{sh}(\gamma_1(z-z')) \right] \quad (\text{III-33})$$

En utilisant l'équation d'identification (III-16) et l'équation (I-18) :

$$\tilde{E}_z(\vec{k}_t, z) = \frac{\vec{k}_t}{\omega \epsilon_1} \cdot \tilde{H}_u(\vec{k}_t, z) - \frac{\tilde{J}_{ez}(\vec{k}_t, z')}{j\omega \epsilon_1} \cdot \delta(z-z')$$

avec $\delta(z - z') = 0$ puisque $z \neq z'$, on obtient l'expression de la fonction de Green symbolisée par le terme $G_{E_z J_z}^{zz<}$, elle s'écrit :

$$\tilde{G}_{E_z J_z}^{zz<}(\bar{k}_t, z', z) = \left(\left[\frac{k_t}{\omega \varepsilon_1} \right]^2 \cdot Y_{TM1} \cdot \text{ch}(\gamma_1 z') \cdot \frac{Y_{TM0} \cdot \text{ch}(\gamma_1(z - h_1)) - Y_{TM1} \cdot \text{sh}(\gamma_1(z - h_1))}{Y_{TM1} \cdot \text{ch}(\gamma_1 h_1) + Y_{TM0} \cdot \text{sh}(\gamma_1 h_1)} \right)$$

(III-34)

2^{ème} cas : $z \leq z' \leq h_1$.

dans ce cas la source est située entre z et h_1 donc l'équation des lignes de transmission est la suivante :

$$\circ I(z, z') = -\frac{v}{\bar{Z}(z')} \bullet \left[\text{ch}(\gamma_1(z - z')) + \bar{Z}'(z') \cdot \text{sh}(\gamma_1(z - z')) \right] \quad (\text{III-35})$$

En suivant une démarche similaire au cas $z > z'$ on obtient l'expression suivante :

$$\tilde{G}_{E_z J_z}^{zz>}(\bar{k}_t, z, z') = \left(\begin{array}{l} \left[\frac{k_t}{\omega \varepsilon_1} \right]^2 \cdot Y_{TM1} \cdot \text{ch}(\gamma_1 z) \cdot \frac{Y_{TM0} \cdot \text{ch}(\gamma_1(h_1 - z')) + Y_{TM1} \cdot \text{sh}(\gamma_1(h_1 - z'))}{Y_{TM1} \cdot \text{ch}(\gamma_1 h_1) + Y_{TM0} \cdot \text{sh}(\gamma_1 h_1)} \\ -\frac{1}{j\omega \varepsilon_1} \cdot \delta(z - z') \end{array} \right)$$

(III-36)

$\tilde{G}_{E_z J_z}^{zz>}$ symbolise la fonction de Green pour $z' > z$.

Finalement on a:

$$\tilde{G}_{E_z J_z}^{zz'}(\bar{k}_t, z) = \int_0^{hl} \tilde{G}_{E_z J_z}^{zz}(\bar{k}_t, z, z') dz' = \int_0^z \tilde{G}_{E_z J_z}^{zz<}(\bar{k}_t, z, z') dz' + \int_z^{hl} \tilde{G}_{E_z J_z}^{zz>}(\bar{k}_t, z, z') dz'$$

(III-37)

ce terme correspond au champ électrique à un point donné z , créée par les différents points sources électrique unitaire de longueur infinitésimale, le long de la métallisation verticale.

II-2-2-2) Les fonctions de Green associées aux sources de courants horizontales.

III-2-2-2-a) Les fonctions de Green associée à une source placée à l'interface $z'=0$.

Par l'application du principe d'équivalence nous devons considérer uniquement une source horizontale du courant magnétique placée sur l'interface $z'=0$ la configuration est par conséquent la suivante :

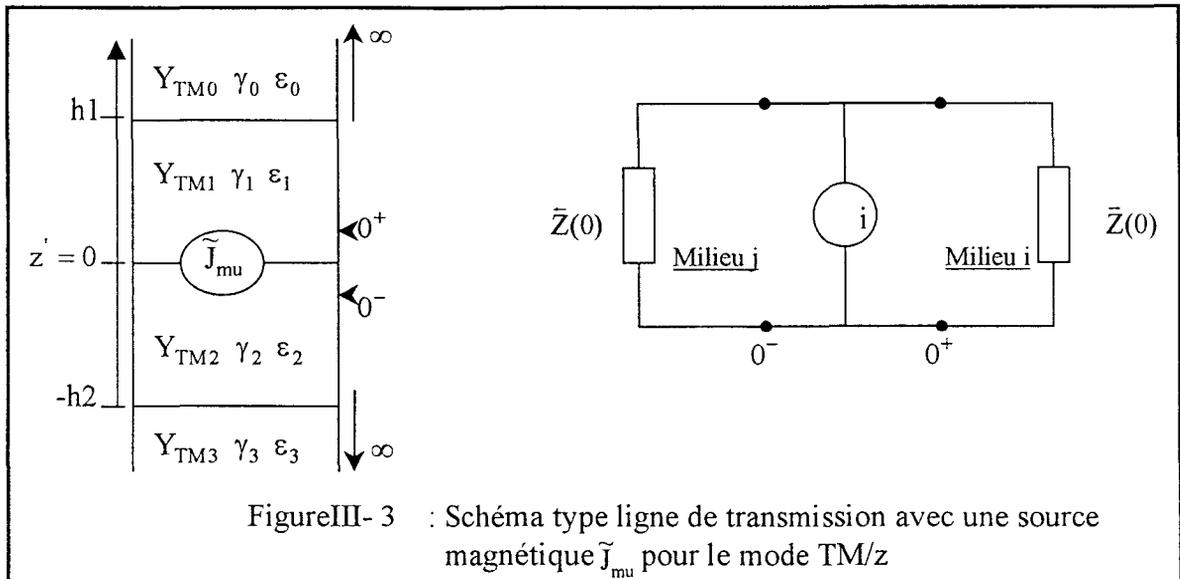


Figure III- 3 : Schéma type ligne de transmission avec une source magnétique \tilde{J}_{mu} pour le mode TM/z

En résumé nous cherchons le champ électrique vertical \vec{E}_z au sein du milieu i, entre 0 et h1, crée par la source magnétique \vec{J}_{mu} .

On pose :

$$g_{TM}^{mez} = \left(\frac{\tilde{E}_z(\vec{k}_t, z)}{\tilde{J}_{mu}(\vec{k}_t, 0)} \right)_{\tilde{J}_{ez} = \tilde{J}_{ev} = 0} = \left(\frac{\tilde{E}_z(\vec{k}_t, z)}{\tilde{E}_v(\vec{k}_t, h1)} \right) \left(\frac{\tilde{E}_v(\vec{k}_t, h1)}{\tilde{J}_{mu}(\vec{k}_t, 0)} \right) \quad (III-38)$$

Le terme $\frac{\tilde{E}_v(\vec{k}_t, h1)}{\tilde{J}_{mu}(\vec{k}_t, 0)} = g_{TM}^{me} = \frac{Y_{TM1}}{Y_{TM1} \cdot ch(\gamma_1 h1) + Y_{TM0} \cdot sh(\gamma_1 h1)}$ à été calculé au chapitre II.

Dans ce qui suit , l'objectif sera de rechercher le terme $\left(\frac{\tilde{E}_z(\vec{k}_t, z)}{\tilde{E}_v(\vec{k}_t, h1)} \right)$. Dans ce cas on

a : $z > z'$, et par conséquent les équations des lignes de transmission deviennent :

$$I(z, 0) = -i \cdot \frac{\bar{Y}(0)}{\bar{Y}(0)} \left[ch(\gamma_1 z) - \bar{Z}'(0) \cdot sh(\gamma_1 z) \right] \quad (III-39)$$

$$V(h1, 0) = -i \cdot \frac{1}{\bar{Y}(0)} \left[ch(\gamma_1 h1) - \bar{Y}'(0) \cdot sh(\gamma_1 h1) \right]$$

on a :

$$\frac{I(z,0)}{V(h1,0)} = \bar{Y}(0) \cdot \frac{[\text{ch}(\gamma_1 z) - \bar{Z}'(0) \cdot \text{sh}(\gamma_1 z)]}{[\text{ch}(\gamma_1 h1) - \bar{Y}'(0) \cdot \text{sh}(\gamma_1 h1)]} \quad (\text{III-40})$$

en utilisant l'équation de l'identification (III-16), l'équation (III-40) devient :

$$\frac{\tilde{\tilde{H}}_u(\bar{k}_t, 0)}{\tilde{\tilde{E}}_v(\bar{k}_t, h1)} = Y_{\text{TM0}} \cdot \text{ch}(\gamma_1(h1 - z)) + Y_{\text{TM1}} \cdot \text{sh}(\gamma_1(h1 - z)) \quad (\text{III-41})$$

De même en utilisant l'équation (I-18):

$$\tilde{\tilde{E}}_z = \frac{k_t}{\omega \epsilon_1} \cdot \tilde{\tilde{H}}_u - \frac{1}{j\omega \epsilon_1} \cdot \tilde{\tilde{J}}_z \cdot \delta(z - z')$$

En considérant $\tilde{\tilde{J}}_z = \bar{0}$ et en combinant (III-41) et (I-18) on obtient finalement :

$$\frac{\tilde{\tilde{E}}_z(\bar{k}_t, 0)}{\tilde{\tilde{E}}_v(\bar{k}_t, h1)} = \frac{k_t}{\omega \epsilon_1} \cdot Y_{\text{TM0}} \cdot \text{ch}(\gamma_1(h1 - z)) + Y_{\text{TM1}} \cdot \text{sh}(\gamma_1(h1 - z)) \quad (\text{III-42})$$

Par conséquent on a :

$$g_{\text{TM}}^{\text{mez}} = \frac{k_t}{\omega \epsilon_1} \times Y_{\text{TM1}} \cdot \frac{Y_{\text{TM0}} \cdot \text{ch}(\gamma_1(h1 - z)) + Y_{\text{TM1}} \cdot \text{sh}(\gamma_1(h1 - z))}{Y_{\text{TM1}} \cdot \text{ch}(\gamma_1 h1) + Y_{\text{TM0}} \cdot \text{sh}(\gamma_1 h1)} \quad (\text{III-43})$$

Le retour dans l'espace géométrique (o,x,y,z) se fait en utilisant l'équation suivante :

$$\tilde{\tilde{J}}_{\text{mu}} = \sin \delta \cdot \tilde{\tilde{J}}_{\text{mx}} - \cos \delta \cdot \tilde{\tilde{J}}_{\text{my}} \quad (\text{III-44})$$

D'après les équations (III-38) et (III-44) on a :

$$\tilde{\tilde{E}}_z(\vec{k}_t, 0) = g_{TMz}^{me_z} \cdot \sin \delta \cdot \tilde{\tilde{J}}_{mu}(\vec{k}_t, 0) - g_{TMz}^{me_z} \cdot \cos \delta \cdot \tilde{\tilde{J}}_{mu}(\vec{k}_t, 0) \quad (III-45)$$

avec :

$$\sin \delta = \frac{k_y}{k_t} \text{ et } \cos \delta = \frac{k_x}{k_t}$$

on sait que :

$$\tilde{\tilde{E}}_z(\vec{k}_t, z) = \tilde{G}_{EzM}^{zx}(\vec{k}_t, z, 0) \cdot \tilde{\tilde{J}}_{mu}(\vec{k}_t, 0) + \tilde{G}_{EzM}^{zy}(\vec{k}_t, z, 0) \cdot \tilde{\tilde{J}}_{mu}(\vec{k}_t, 0) \quad (III-46)$$

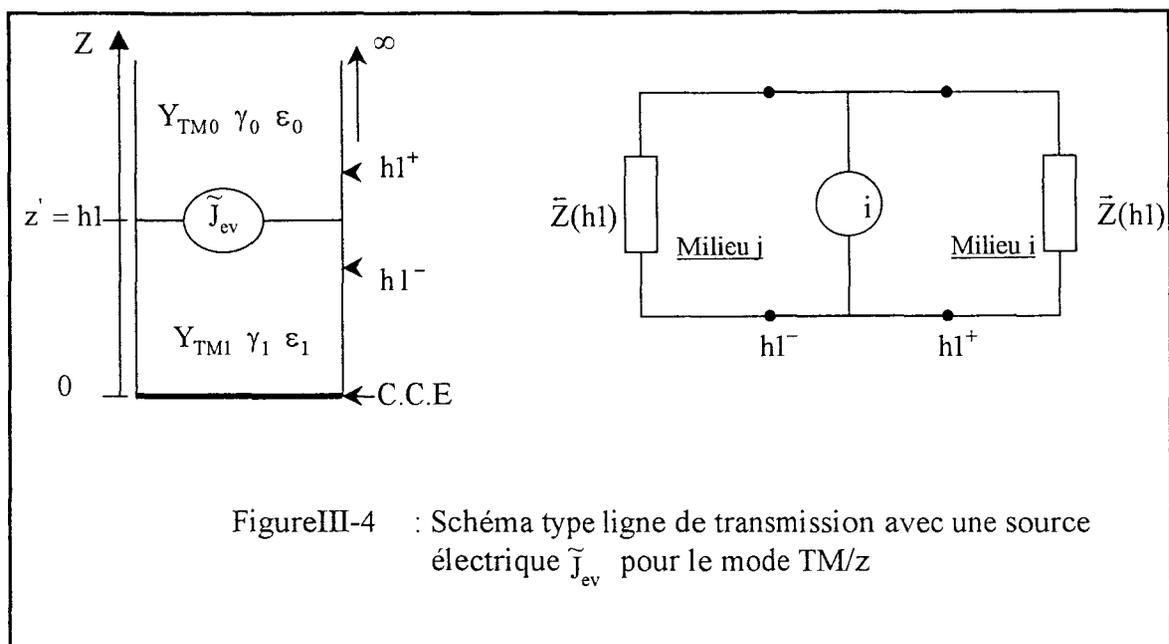
en identifiant les équations III-45 et III-46 on obtient finalement les expressions des fonctions de Green suivantes :

$$* \tilde{G}_{EzM}^{zx}(\vec{k}_t, z, 0) = \frac{k_y}{\omega \epsilon_1} \cdot Y_{TM1} \cdot \frac{Y_{TM0} \cdot \text{ch}(\gamma_1(h1 - z)) + Y_{TM1} \cdot \text{sh}(\gamma_1(h1 - z))}{Y_{TM1} \cdot \text{ch}(\gamma_1 h1) + Y_{TM0} \cdot \text{sh}(\gamma_1 h1)} \quad (III-47)$$

$$* \tilde{G}_{EzM}^{zy}(\vec{k}_t, z, 0) = -\frac{k_x}{\omega \epsilon_1} \cdot Y_{TM1} \cdot \frac{Y_{TM0} \cdot \text{ch}(\gamma_1(h1 - z)) + Y_{TM1} \cdot \text{sh}(\gamma_1(h1 - z))}{Y_{TM1} \cdot \text{ch}(\gamma_1 h1) + Y_{TM0} \cdot \text{sh}(\gamma_1 h1)} \quad (III-48)$$

III-2-2-2-b) Les fonctions de Green associées à une source horizontale placée à l'interface z=h1.

De la même façon on cherche le champ électrique vertical $\tilde{\tilde{E}}_z$, entre 0 et h1, généré par une source de courant électrique horizontale placée sur l'interface z=h1. Dans l'espace (u,v,z) le champ $\tilde{\tilde{E}}_z$ ne peut être associé qu'aux modes TM/z. Ainsi nous devons considérés uniquement une source de courant électrique $\tilde{\tilde{J}}_{ev}$, la configuration est la suivante (figure III-4).



En suivant une démarche similaire à celle décrite au paragraphe précédent, nous obtenons les expressions suivantes :

$$* \tilde{G}_{E_z J}^{zx}(k_t, z, hl) = -\frac{k_x}{\omega \epsilon_1} \cdot \frac{Y_{TM1} \cdot \text{ch}(\gamma_1 \cdot z)}{Y_{TM1} \cdot \text{ch}(\gamma_1 \cdot hl) + Y_{TM0} \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot hl)} \quad (\text{III-49})$$

$$* \tilde{G}_{E_z J}^{zy}(k_t, z, hl) = -\frac{k_y}{\omega \epsilon_1} \cdot \frac{Y_{TM1} \cdot \text{ch}(\gamma_1 \cdot z)}{Y_{TM1} \cdot \text{ch}(\gamma_1 \cdot hl) + Y_{TM0} \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot hl)} \quad (\text{III-50})$$

III-3) Fonctions de base:

L'étape suivante de la procédure consiste à représenter les courants dans la structure par des fonctions de base dont les coefficients de pondérations seront les inconnus du problème.

Les fonctions de base peuvent être regroupées en deux types.

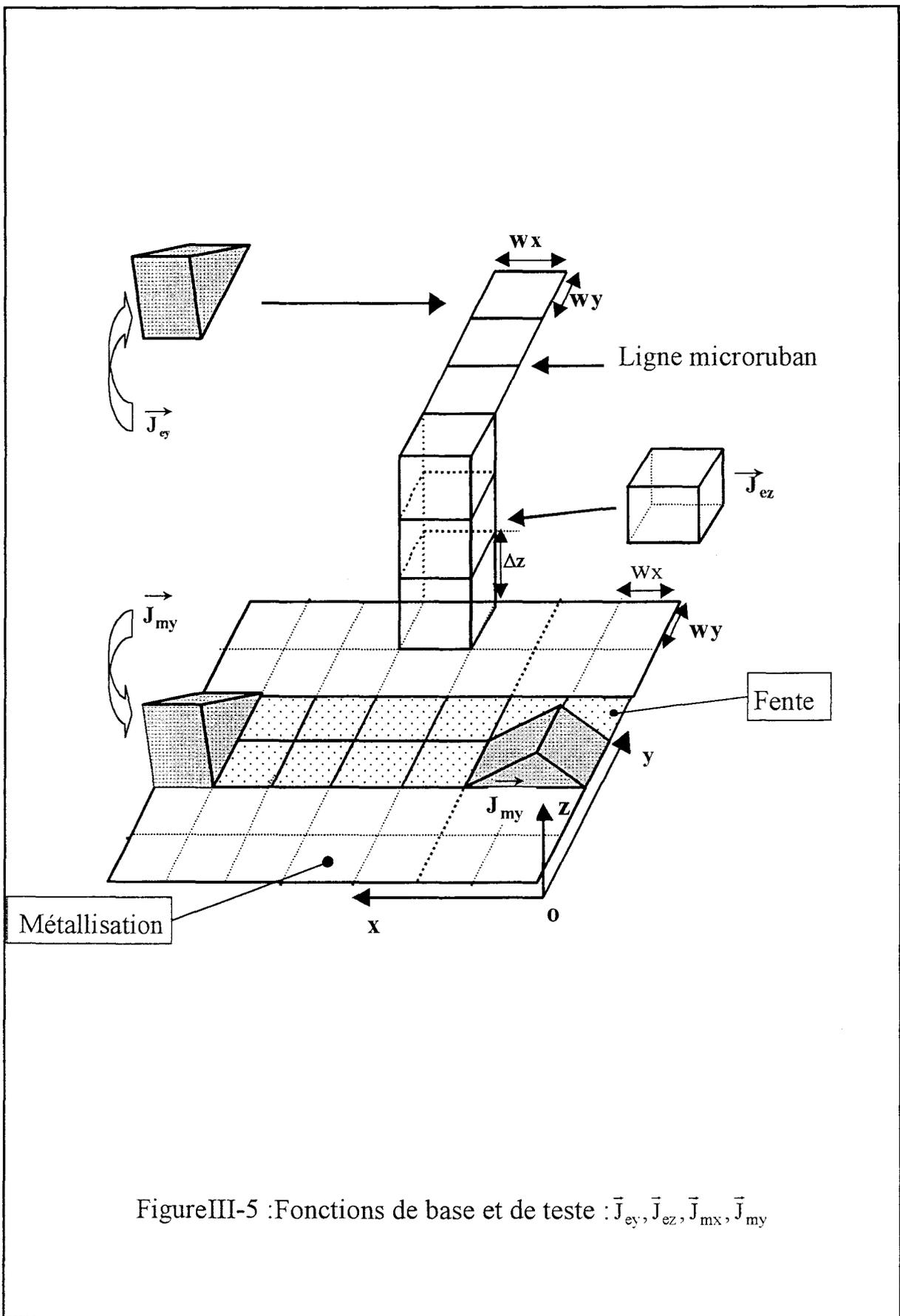
a): la partie horizontale de la structure : cette partie contient la métallisation de la ligne microruban et les fentes de la ligne coplanaire, qui sont représentées par des fonctions de base rectangulaire de type rooftop[8], figure(III-5), dont les caractéristiques sont décrites au chapitre I. Elles s'expriment de la manière suivante :

$$\bar{J}_{ex}(x, y) = \bar{J}_{mx}(x, y) = \begin{cases} 1 + \frac{x}{w_x} & -w_x < x < 0 & -\frac{w_y}{2} < y < \frac{w_y}{2} \\ 1 - \frac{x}{w_x} & 0 < x < w_x & -\frac{w_y}{2} < y < \frac{w_y}{2} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{III-51})$$

$$\bar{J}_{ey}(x, y) = \bar{J}_{my}(x, y) = \begin{cases} 1 + \frac{y}{w_y} & -w_y < y < 0 & -\frac{w_x}{2} < x < \frac{w_x}{2} \\ 1 - \frac{y}{w_y} & 0 < y < w_y & -\frac{w_x}{2} < x < \frac{w_x}{2} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{III-52})$$

b): La partie verticale de la structure : cette partie, la métallisation verticale, est symbolisée par une densité de courant uniforme volumique[9][10] cette métallisation représente un lien avec les parties horizontales de la structure, figureIII-5. La fonction de base utilisée à pour expression :

$$\bar{J}_{ez}(x, y, z) = \begin{cases} 1 & 0 < x < w_x \\ 1 & -\frac{w_y}{2} < y < \frac{w_y}{2} \\ 1 & 0 < z < \Delta z \end{cases} \quad (\text{III-53})$$



FigureIII-5 : Fonctions de base et de teste : \vec{J}_{ey} , \vec{J}_{ez} , \vec{J}_{mx} , \vec{J}_{my}

III-4) Résolution des équations intégrales :

Les équations intégrales précédentes sont résolues par la méthode des moments, Elle consiste à transformer ces équations en un système d'équations linéaires qui est ensuite inversé. Cette approche a été détaillée dans le premier chapitre et on se limitera donc ici à en présenter un bref résumé.

Les courants $\bar{J}_e, \bar{J}_{ez}, \bar{J}_m$ sont remplacés respectivement par des combinaisons de m,n,v fonctions de base :

$$\left(\begin{array}{l} * \bar{J}_m = \sum_{p=1}^n V_p^m \cdot \bar{J}_{m_p} \\ * \bar{J}_e = \sum_{p=1}^m I_p^e \cdot \bar{J}_{e_p} \\ * \bar{J}_{ez} = \sum_{p=1}^k I_{zp} \cdot \bar{J}_{z_p} \end{array} \right. \quad \text{(III-54)}$$

I_p^e, I_{zp}, V_p^m sont les coefficients de pondérations qui représentent les inconnus de problème.

L'application de la méthode de Galerkin dans l'espace transformé de Fourier aboutit à un système d'équations homogènes algébriques.

Le système obtenu peut être décrit symboliquement sous la forme matricielle suivante :

$$\left(\begin{array}{ccc} [\tilde{Y}_{uv}^{mm}(\rho_{ij})] & [\tilde{T}_{uv}^{em}(\rho_{ij})] & [\tilde{T}_{uz}^{e_z m}(\rho_{ij})] \\ [\tilde{T}_{uv}^{me}(\rho_{ij})] & [\tilde{Z}_{uv}^{ee}(\rho_{ij})] & [\tilde{Z}_{uz}^{e_z e}(\rho_{ij})] \\ [\tilde{T}_{zu}^{me_z}(\rho_{ij})] & [\tilde{Z}_{zu}^{e_z e}(\rho_{ij})] & [\tilde{Z}_{zz}^{e_z e_z}(\rho_{ij})] \end{array} \right) \cdot \begin{pmatrix} V_{uj}^m \\ I_{uj}^e \\ I_{zj}^c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_j^u \\ V_j^u \\ V_j^z \end{pmatrix} \quad \text{(III-55)}$$

Les symboles \tilde{T}_{uv}^{ij} et \tilde{T}_{uv}^{ji} correspondent au couplage entre les différentes fonctions de base et de test . Comme l'atteste la figure III-6 on retrouve cinq fonctions de base différentes ce qui nous donne une matrice de réaction constituée de 25 sous matrices.

Les termes de cette matrice traduisent la réaction entre la fonction de base i et la fonction de test j.

A titre d'exemple, les termes où apparaît une fonction Jz sont définies par les expressions suivantes:

$$\tilde{T}_{uv}^{eZm}(\rho_{ij}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{HJZ}^{uzI}(\bar{k}_t) \cdot \tilde{J}_{zj}(\bar{k}_t) \cdot \tilde{J}_{mi}^*(\bar{k}_t) \cdot dk_x dk_y \quad (III-56)$$

$$\tilde{Z}_{uz}^{eZe}(\rho_{ij}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{EJZ}^{uzI}(\bar{k}_t) \cdot \tilde{J}_{zj}(\bar{k}_t) \cdot \tilde{J}_{ei}^*(\bar{k}_t) \cdot dk_x dk_y \quad (III-57)$$

$$\tilde{T}_{zu}^{meZ}(\rho_{ij}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{EZM}^{zvI}(\bar{k}_t) \cdot \tilde{J}_{mj}(\bar{k}_t) \cdot \tilde{J}_{zi}^*(\bar{k}_t) \cdot dk_x dk_y \quad (III-58)$$

$$\tilde{Z}_{zu}^{eZz}(\rho_{ij}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{EZJ}^{zvI}(\bar{k}_t) \cdot \tilde{J}_{ej}(\bar{k}_t) \cdot \tilde{J}_{zi}^*(\bar{k}_t) \cdot dk_x dk_y \quad (III-59)$$

$$\tilde{Z}_{zz}^{eZz}(\rho_{ij}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{EZJZ}^{zzII}(\bar{k}_t) \cdot \tilde{J}_{zj}(\bar{k}_t) \cdot \tilde{J}_{zi}^*(\bar{k}_t) \cdot dk_x dk_y \quad (III-60)$$

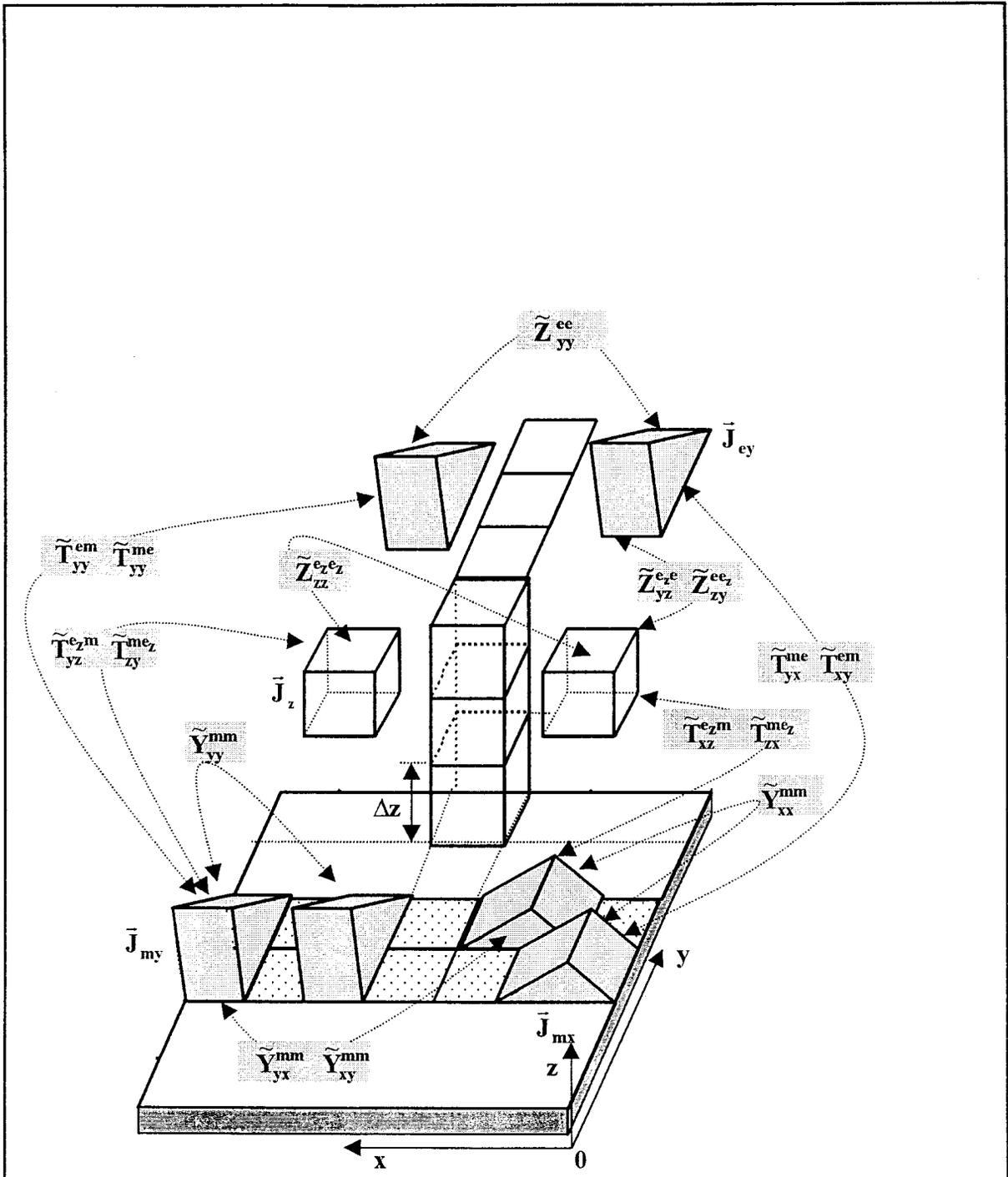


Figure III- 6: Les termes de réaction entre les fonctions de tests et les fonctions de bases

Les différentes fonctions de Green s'expriment de la manière suivante :

$$\begin{bmatrix} \tilde{G}_{HJ_z}^{uz^I}(k_t) \\ \tilde{G}_{EJ_z}^{uz^I}(k_t) \\ \tilde{G}_{E_zM}^{zu^I}(k_t) \\ \tilde{G}_{E_zJ}^{zu^I}(k_t) \\ \tilde{G}_{E_zJ_z}^{zz^{II}}(k_t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \int_0^{hl} \tilde{G}_{HJ_z}^{uz}(k_t, 0, z') . dz' \\ \int_0^{hl} \tilde{G}_{EJ_z}^{uz}(k_t, hl, z') . dz' \\ \int_0^{hl} \tilde{G}_{E_zM}^{zu}(k_t, z, 0) . dz \\ \int_0^{hl} \tilde{G}_{E_zJ}^{zu}(k_t, z, hl) . dz \\ \int_0^{hl} \left[\int_0^{hl} \tilde{G}_{E_zJ_z}^{zz}(k_t, z, z') . dz' \right] . dz \end{bmatrix} \quad (III-61)$$

Le calcul de ces termes est analytique à titre d'exemple :

$$* \tilde{G}_{EJ_z}^{xz^I}(\bar{k}_t) = \frac{k_x}{\omega \epsilon_1 \cdot \gamma_1} \cdot \frac{Y_{TM1} \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot hl)}{Y_{TM1} \cdot \text{ch}(\gamma_1 \cdot hl) + Y_{TM0} \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot hl)} \quad (III-62)$$

$$* \tilde{G}_{EJ_z}^{yz^I}(\bar{k}_t) = \frac{k_y}{\omega \epsilon_1 \cdot \gamma_1} \cdot \frac{Y_{TM1} \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot hl)}{Y_{TM1} \cdot \text{ch}(\gamma_1 \cdot hl) + Y_{TM0} \cdot \text{sh}(\gamma_1 \cdot hl)} \quad (III-63)$$

III-5) Calcul des termes de réaction :

La figure III-6 représente les réactions entre différents types de fonctions de base et de test . Le repérage de ces fonctions se fait de façon similaire, comparativement aux chapitres précédents. A titre d'exemple :

$$\tilde{T}_{xz}^{ezm}(mW_x, nW_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{HJZ}^{I}(\mathbf{k}_t) \cdot \tilde{J}_z(\mathbf{k}_t) \cdot \tilde{J}_{mx}^*(\bar{\mathbf{k}}_t) \cdot e^{-j(m.W_x.k_x + n.W_y.k_y)} d\mathbf{k}_x \cdot d\mathbf{k}_y$$

(III-64)

$$\tilde{T}_{yz}^{ezm}(mW_x, nW_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{EZM}^{I}(\mathbf{k}_t) \cdot \tilde{J}_z(\bar{\mathbf{k}}_t) \cdot \tilde{J}_{my}^*(\bar{\mathbf{k}}_t) \cdot e^{-j((m+\frac{1}{2}).W_x.k_x + (n-\frac{1}{2}).W_y.k_y)} d\mathbf{k}_x \cdot d\mathbf{k}_y$$

(III-65)

$$\tilde{T}_{zy}^{mez}(mW_x, nW_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{HJZ}^{I}(\mathbf{k}_t) \cdot \tilde{J}_{my}(\bar{\mathbf{k}}_t) \cdot \tilde{J}_z^*(\bar{\mathbf{k}}_t) \cdot e^{-j((m-\frac{1}{2}).W_x.k_x + (n+\frac{1}{2}).W_y.k_y)} d\mathbf{k}_x \cdot d\mathbf{k}_y$$

(III-66)

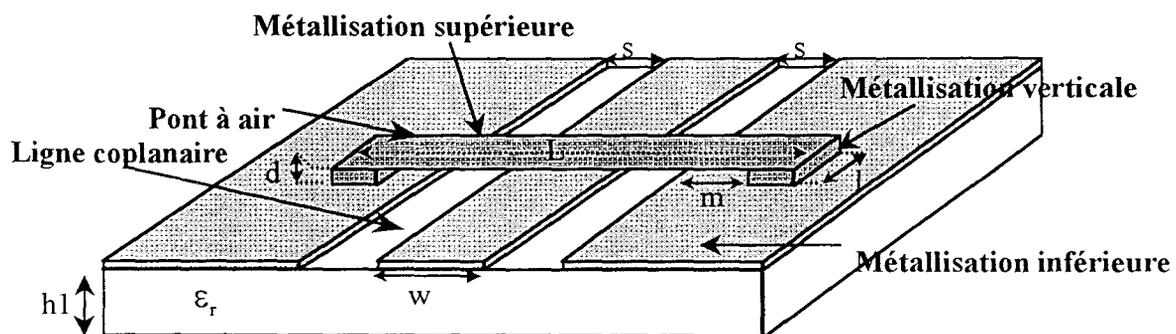
$$\tilde{Z}_{zz}^{ezz}(mW_x, nW_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{EZJZ}^{II}(\mathbf{k}_t) \cdot \tilde{J}_z(\bar{\mathbf{k}}_t) \cdot \tilde{J}_z^*(\bar{\mathbf{k}}_t) \cdot e^{-j(m.W_x.k_x + n.W_y.k_y)} d\mathbf{k}_x \cdot d\mathbf{k}_y$$

(III-67)

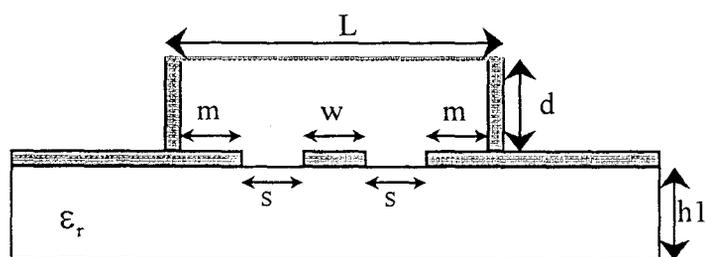
Après avoir calculer tous les termes du système matriciel, nous pouvons extraire les différents paramètres, qui caractérisent notre circuit étudié. Nous utilisons bien évidemment les charges adaptées numériques magnétiques et électriques, dont le principe a été expliqué dans les chapitres précédents.

Au niveau de ce chapitre nous allons tenter de valider notre code de calcul. Afin d'atteindre cet objectif, nous avons comparé nos résultats à ceux disponibles dans la littérature. Cette phase de validation ne concerne que des discontinuités symétriques où la conversion de modes peut être négligée.

Nous avons utilisé la procédure décrite au premier chapitre. Ainsi, le «post-traitement»



a) Vue de dessus



b) vue de coté

FigureIII-7: Ligne coplanaire engendrée par un pont à air pour $h1=100\mu\text{m}$;
 $w=15\mu\text{m}$; $s=10\mu\text{m}$; $m=0$; $L=45\mu\text{m}$; $l=30\mu\text{m}$; $d=3\mu\text{m}$; $\epsilon_r=12.9$

basé sur l'utilisation de la « Matrice Pencil » est employé afin de déterminer avec précision l'ensemble des paramètres de transfert des discontinuités.

III- 6) Etude d'une ligne coplanaire enjambée par un pont à air.

La ligne coplanaire présente de nombreux avantages. A titre d'exemple, elle engendre une faible dispersion, la hauteur du substrat est peu influent sur les caractéristiques de propagation, si toute fois celui-ci n'est pas métallisé. Toutefois, au niveau d'une discontinuité asymétrique, la rupture de la symétrie de la ligne coplanaire peut engendrer l'apparition du mode fente (au mode impair). Ceci constitue l'inconvénient majeur de la technologie uniplanaire. Afin d'éviter l'apparition du mode fente il est coutumié d'utiliser des ponts à airs [11][12][13][14][15][4]. Utiliser fréquemment, ce dispositif ne doit pas perturber le mode coplanaire. Ainsi de nombreuses études ont été menées afin d'étudier l'influence des ponts à airs sur les caractéristiques de propagation de la ligne coplanaire.

Dans ce premier exemple nous avons repris les travaux de Messieurs JIN et VAHLIDIECK [16]. La structure étudiée est présentée figure III-7. Cette ligne coplanaire présente les caractéristiques suivantes : un substrat de hauteur $100\mu\text{m}$, une permittivité relative de 12.9, le ruban central et les fentes diélectriques présentent respectivement une largeur de $15\mu\text{m}$ et $10\mu\text{m}$. Le pont à air possède une largeur de $30\mu\text{m}$ et une longueur de $45\mu\text{m}$, sa hauteur est variable.

Nous présentons figure III-8 l'évolution du module normalisé du courant magnétique \vec{J}_{mX} le long des fentes diélectriques, pour une fréquence $F=40\text{Ghz}$. la discontinuité constituée par l'unique pont à air, est excitée par le mode coplanaire. Les perturbations sur ce mode incident, occasionnées par la présence du pont à air, sont visibles sur le graphe.

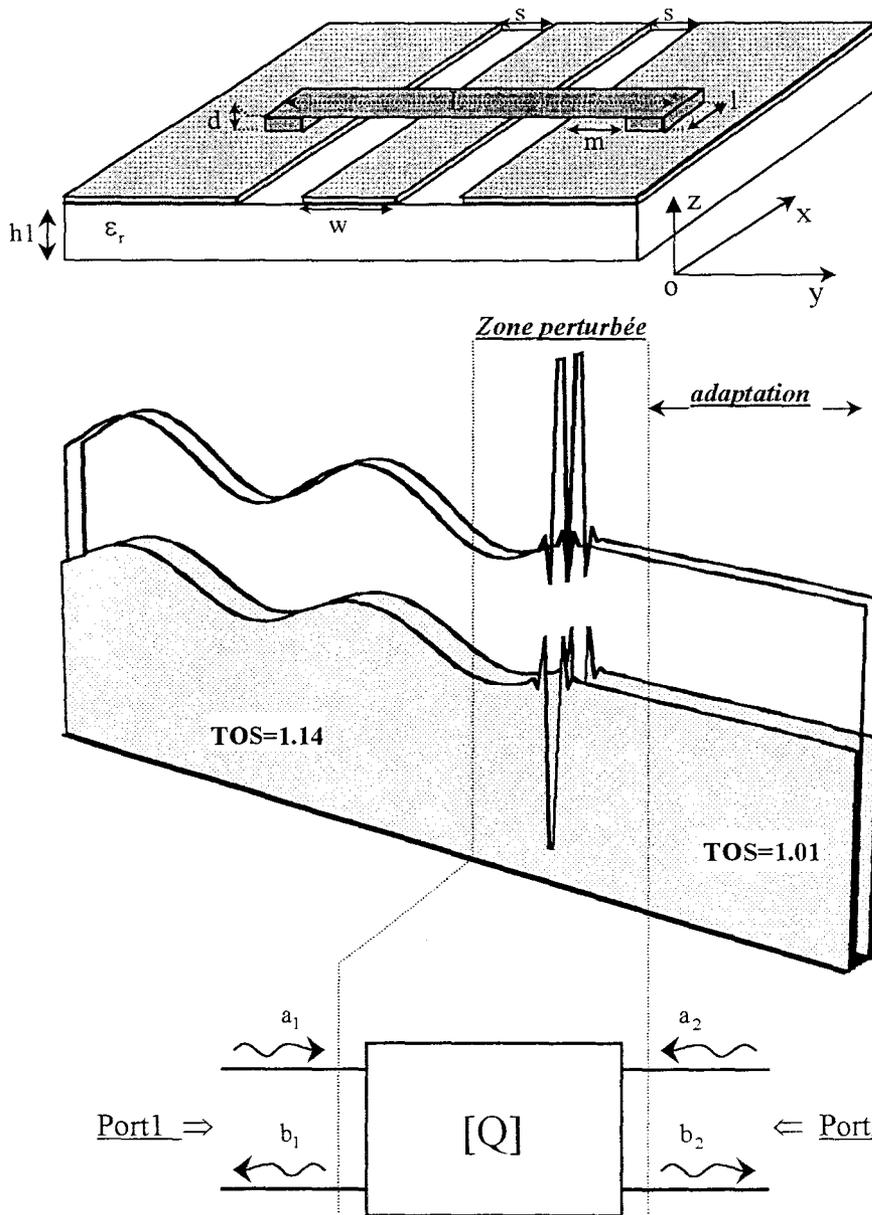
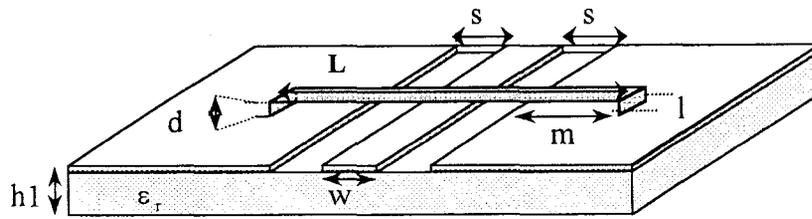


Figure III-8: Distribution du courant magnétique \vec{J}_{\max} dans la direction ox d'une ligne coplanaire avec un pont à air pour une fréquence $F=40\text{GHz}$; $d=1\mu\text{m}$.



$h1 = 100\mu\text{m}$	$w = 15\mu\text{m}$	$s = 10\mu\text{m}$	$m = 0$
$L = 45\mu\text{m}$	$\epsilon_r = 12.9$	$d = 3\mu\text{m}$	$l = 30\mu\text{m}$

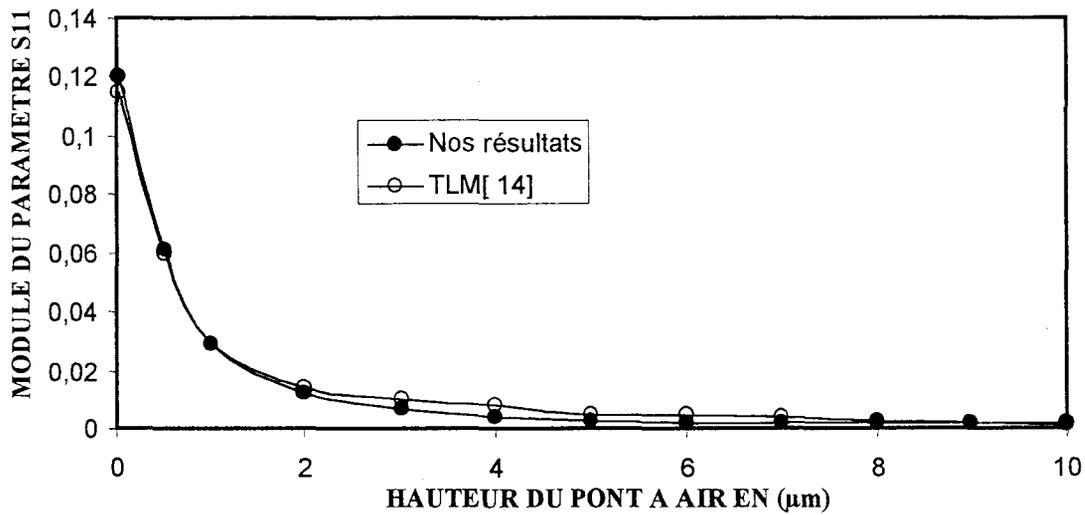


Figure III-9: Evolution du module du paramètre de réflexion en fonction de la hauteur e du pont pour $F=40\text{GHz}$.

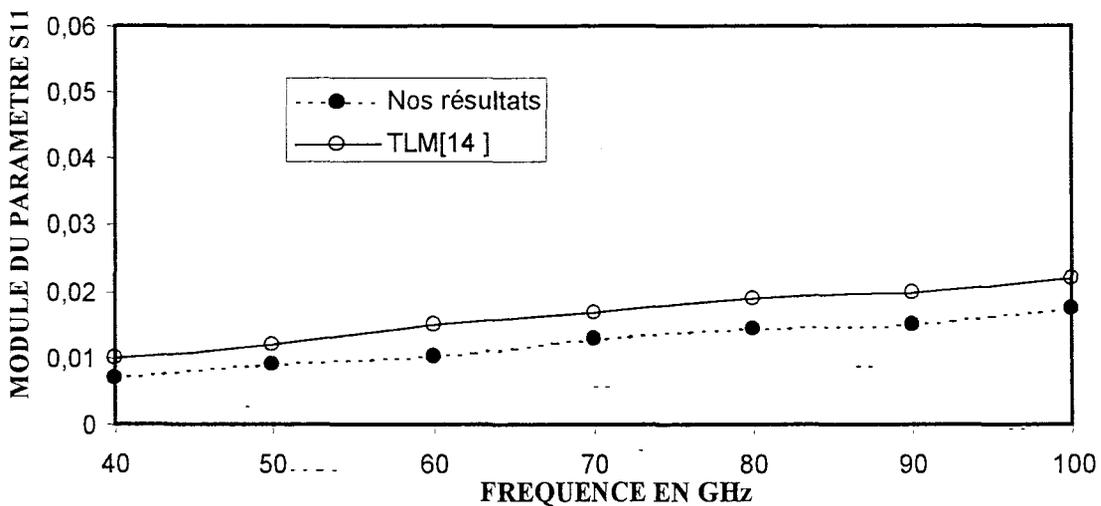


Figure III-10: Evolution du module de S11 en fonction de la fréquence pour la hauteur du pont $e=3\mu\text{m}$

Le rapport d'ondes stationnaires en aval de la discontinuité est voisin de 1. Ce constat démontre à nouveau toute l'efficacité de la terminaison adaptée numérique magnétique utilisée ici comme charge. Dans cet exemple, la hauteur du pont à air a été fixée à $1\mu\text{m}$. Nous avons vérifié l'influence de cette hauteur sur les valeurs des paramètres S de la discontinuité.

La figure(III-9) présente l'évolution du module du paramètre de réflexion, S_{11} , en fonction de la hauteur, d , du pont, pour une fréquence de 40GHz.

Il existe une valeur de d pour laquelle l'influence du pont à air devient négligeable. Pour l'exemple choisi, une hauteur d de $3\mu\text{m}$ suffit.

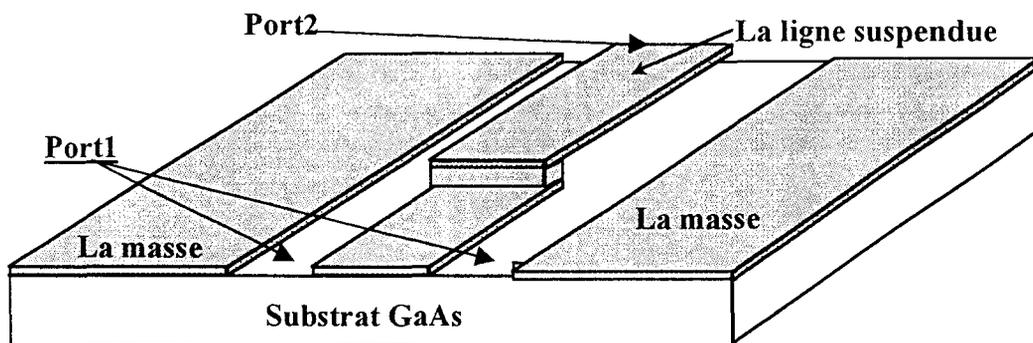
Afin de vérifier les effets de la fréquence, nous présentons figure (III-10) l'évolution fréquentielle du paramètre S_{11} en conservant cette hauteur $d=3\mu\text{m}$. On remarque une évolution croissante de S_{11} , et donc une dégradation de la transition, lorsque la fréquence croît. Cette variation peut être due à un effet capacitif engendré par la présence du pont.

Enfin il convient naturellement de souligner le bon accord entre nos résultats et ceux pris en référence.

III-7 Etude d'une ligne coplanaire suspendue.

Lorsque les gammes millimétrique et submillimétrique sont abordées, la conception de circuits intégrés en technologie microruban est généralement évitée étant donné la dispersion que présente cette ligne aux fréquences considérées. La ligne coplanaire est généralement adaptée dès que des fréquences supérieures à 60GHz sont prises en compte.

De nos jours, de plus en plus d'applications en gamme submillimétrique sont envisagées, dès lors l'utilisation de lignes coplanaires conventionnelles n'est plus souhaitable car les pertes seraient trop importantes et la dispersion ne serait plus négligeable. La conception de circuit



Vue en 3D

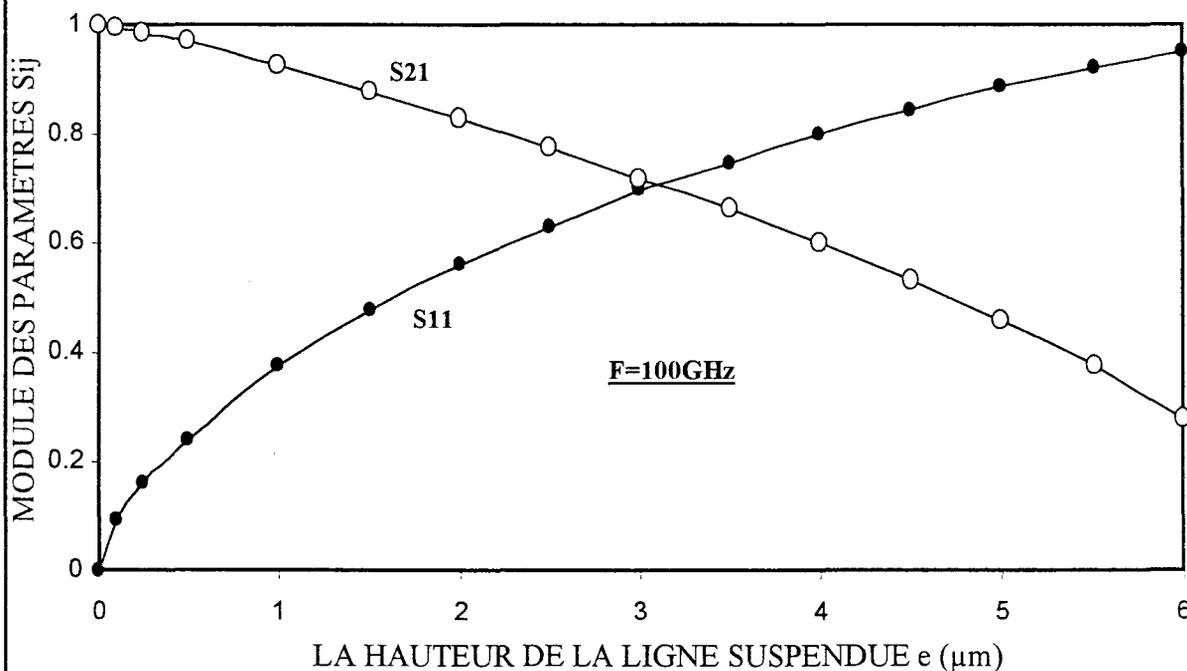
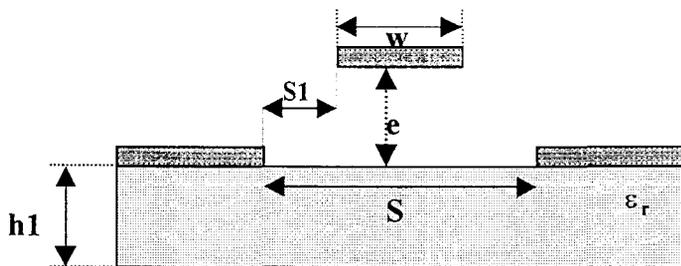


Figure III-11: variation des paramètres en fonction de la hauteur de la ligne coplanaire suspendue pour une fréquence $F=100\text{GHz}$



$h_1 = 350\mu\text{m}$, $S = 20\mu\text{m}$, $w = 10\mu\text{m}$, $S_1 = 5\mu\text{m}$, $\epsilon_r = 12.9$

Vue de face de la ligne suspendue

intégrés submillimétriques nécessite que l'on recherche un nouveau type de support de propagation.

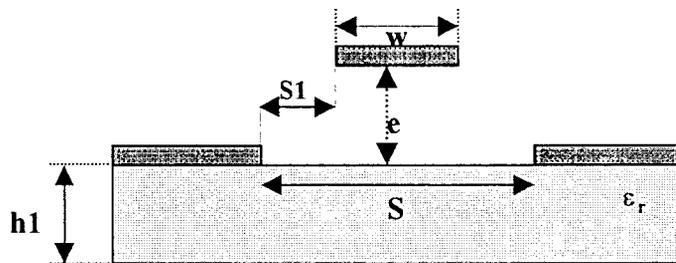
La ligne coplanaire suspendue est une excellente candidate. Elle a été utilisée la première fois en tant que ligne de propagation non linéaire pour la création et la transmission d'impulsions très brèves, dans la gamme 0-725GHz [17].

Etant donné la topologie de cette ligne, nous pouvons espérer obtenir de faibles pertes, une faible dispersion associée à une faible valeur de la permittivité relative effective.[18][19][20].

Dans l'éventualité d'une conception d'un circuit intégré hybride, incluant à la fois des lignes coplanaires classiques et suspendues, nous avons étudié une transition entre ces deux supports de propagation.

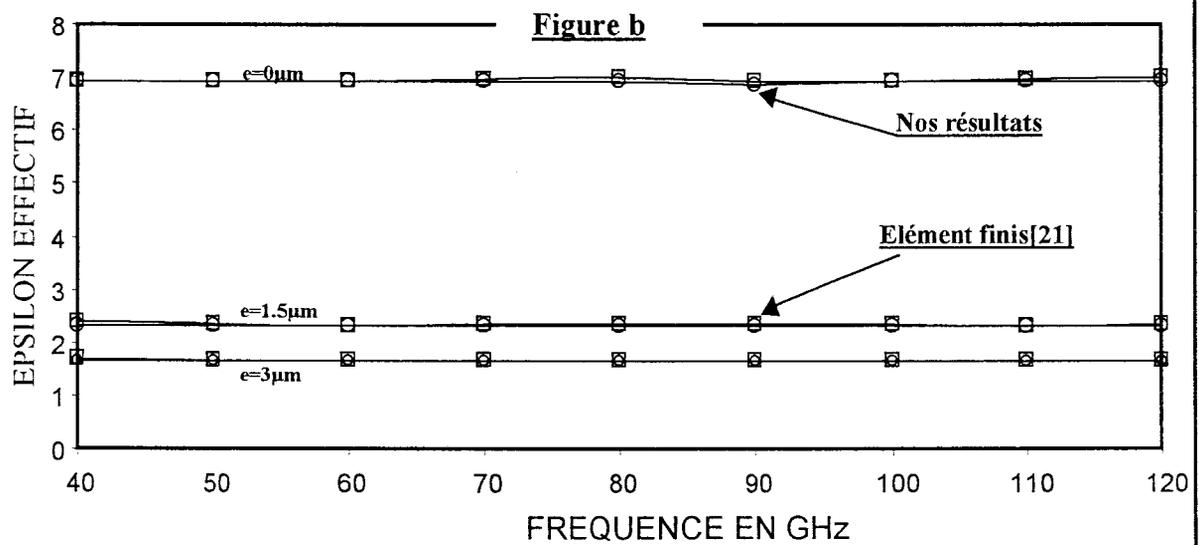
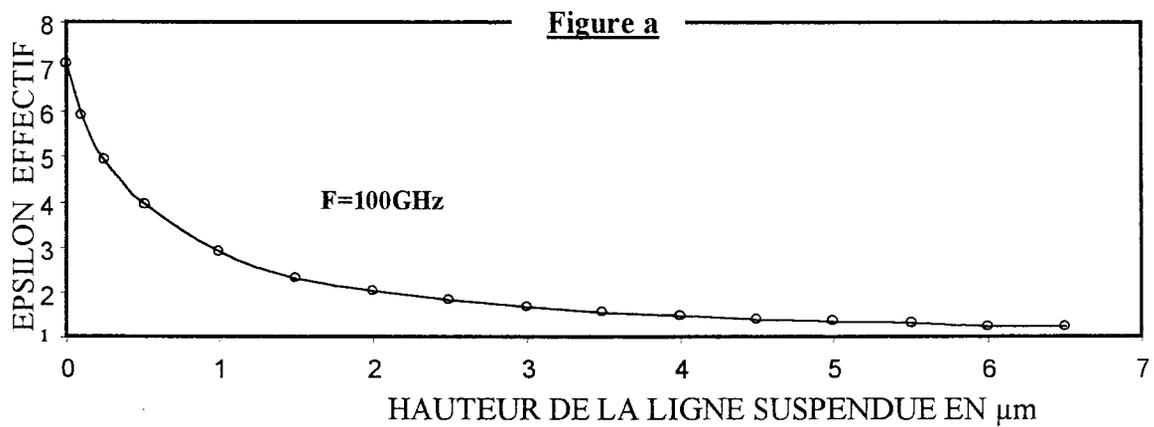
Nous présentons, figureIII-11, les variations des paramètres S d'une discontinuité entre une ligne coplanaire classique et suspendue d'une hauteur e , en fonction de e pour $F=100\text{GHz}$. Comme le confirme cette figure, la transmission entre les deux lignes se détériore très vite lorsque e augmente. Il est préférable d'éviter cette configuration en prévoyant une intégration des composants directement sur la ligne coplanaire suspendue.

En utilisant la technique de la matrice Pencil afin de déterminer les paramètres S, nous obtenons directement la valeur de la permittivité relative effective de la ligne coplanaire suspendue. Nous présentons, figureIII-12a, la variation de ce paramètre en fonction de l'élévation e du ruban central de la ligne coplanaire. La permittivité effective diminue naturellement lorsque e augmente, elle tend vers la permittivité de l'air lorsque e devient important. Ce paramètre peut ainsi être facilement ajusté. La figureIII-12b tend à démontrer que la ligne coplanaire suspendue est effectivement très peu dispersive. Une comparaison de nos résultats avec ceux issues de la méthode des éléments finis 2D [21] tend à démontrer l'efficacité de notre simulation.



$h1 = 350\mu\text{m}$, $S = 20\mu\text{m}$, $w = 10\mu\text{m}$
 $S1 = 5\mu\text{m}$, $\epsilon_r = 12.9$

Vue de face de la ligne suspendue



FigureIII-12 Evolution de la permittivité relative effective en fonction de la hauteur e de la ligne suspendue(a) et en fonction de la fréquence(b)

III-8 Etude d'une transition ligne coplanaire-ligne microruban.

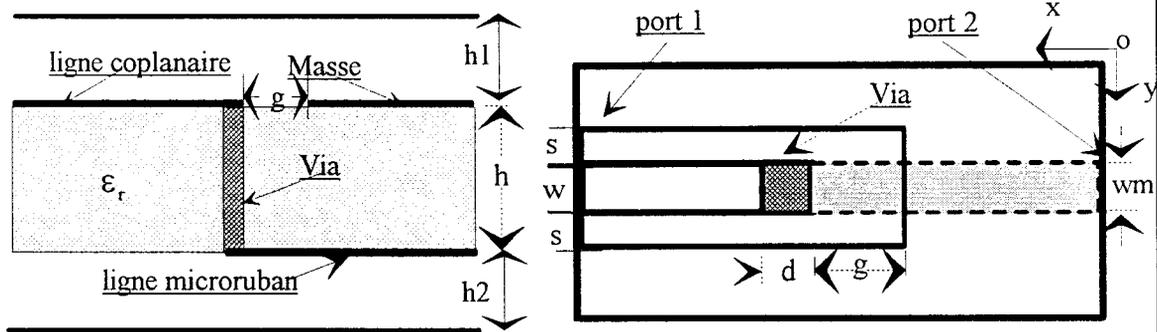
Si nous reprenons la liaison entre la ligne coplanaire classique et suspendue, présentée figure III-11, en supprimant la fente diélectrique de la ligne suspendue, nous obtenons une transition entre une ligne coplanaire et une ligne microruban partageant le même plan de masse.

Cette configuration permet de réaliser des circuits intégrés mixtes où les deux technologies sont présentes. Cette transition peut être utilisée afin de mesurer des circuits, réalisés en technologie microruban, pour le biais de pointes coplanaires.

Nous présentons, figure III-13, l'évolution des paramètres S, d'une transition entre lignes coplanaire et microruban, en fonction de la fréquence.

Cette transition se dégrade avec la fréquence. Cependant le coefficient de réflexion présente une valeur proche de (-10dB) à 100GHz. Cette valeur peut être considérée suffisamment faible pour prétendre à la bonne adaptation de cette transition.

L'objectif, ici, consistait à valider notre simulateur sur un autre exemple. Objectif que nous avons atteint avec succès puisque l'accord de nos résultats avec ceux pris en référence est très bon.



$h=0.1\text{mm}$ $g=0.2\text{mm}$ $d=0.075\text{mm}$
 $s=0.05\text{mm}$ $\epsilon_r=12.9$ $w=0.075\text{mm}$
 $w_m=0.075\text{mm}$ $h_1=0.4\text{mm}$ $h_2=0.4\text{mm}$

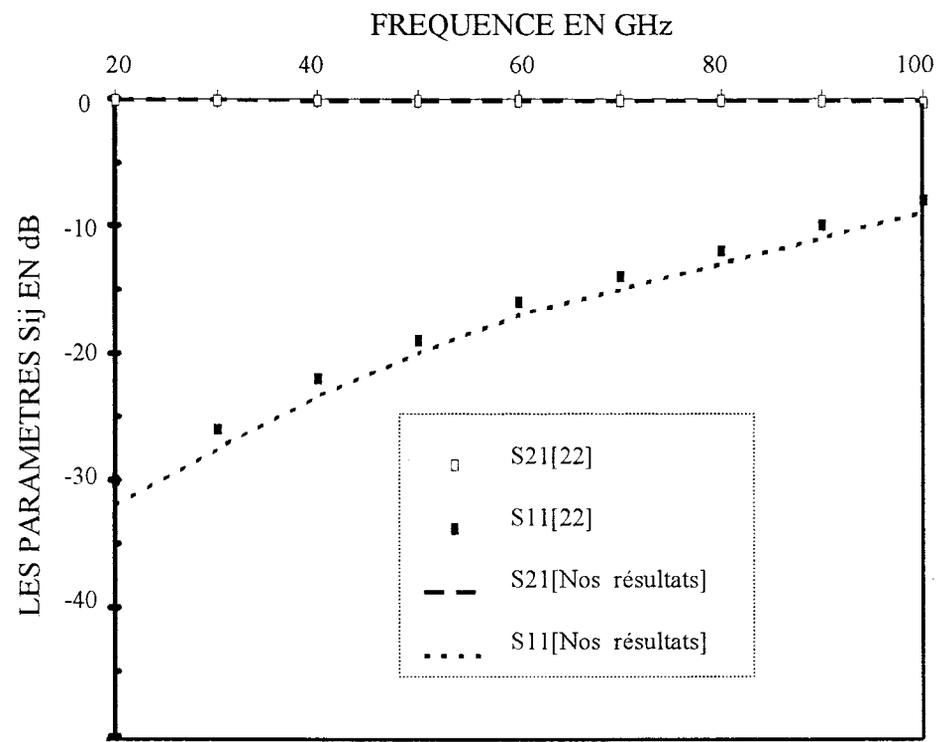


Figure III-13 : Evolution des paramètres S de la transition ligne coplanaire-microruban en fonction de la fréquence.

III-9 conclusion.

Dans ce chapitre, nous avons essentiellement résumé les développements théoriques que nous avons entrepris afin d'incorporer la troisième dimension dans la description des métallisations.

L'objectif consiste à décrire avec précision les ponts à air utilisés en technologie coplanaire. Les quelques applications présentées à la fin de ce chapitre ne résument pas la finalité de notre travail qui réside dans l'étude du couplage et de la conversion entre modes au niveau des discontinuités coplanaires. En effet, toute mesure de circuits coplanaires est réalisée « sous-pointes ». Ces pointes forment un court-circuit entre les plans de masse latéraux de la ligne coplanaire, filtrant ainsi le mode fente parasite, si celui-ci est présent. Par conséquent aucune information sur la présence du mode fente parasite n'est disponible par la mesure. Cependant, un mauvais filtrage de ce mode par les ponts à air peut engendrer un mauvais fonctionnement du circuit. Afin d'éviter ce genre de désagrément, il convient d'évaluer avec précision la performance des dispositifs de filtrage par le biais d'une simulation électromagnétique du circuit.

Cette étude est à présent résumée au sein du quatrième chapitre.

Bibliographie du troisième chapitre

Bibliographie du Chapitre III

- [1] **R.F. HARRINGTON**
« Time-harmonic electromagnetic fields. »
New York : Mc Graw-Hill, pp.106-110, 1961

- [2] **PROF. B.D. POPOVIC, D.Sc.**
« Electromagnetic field theorems. »
IEE Proc ;, Vol ;128, Pt ; A, No ; 1, pp 47-63, January 1981

- [3] **KUN-MU. CHEN.**
« A Mathematical Formulation of the Equivalence Principle. »
IEEE Trans On MTT, Vol 37, no.10 pp 1576-1580, october 1989.

- [4] **T. BERCKES, I. WOLF.**
« Full-Wave Analysis of Various Coplanar Bends and T-junctions with Respect to
Different Types of Air-Bridges.»
1993 IEEE MTT-S Digest, pp. 697-700.

- [5] **T. BEKS, I. WOLFF.**
« Full-Wave Analysis of 3D Metallisation Structures Using a Spectral Domain
Technique.»
1991 IEEE MTT-S Digest, pp. 2219-2227.

- [6] **SHENG-GEN. PAN, INGO. WOLFF.**
« Scalarization of Dyadic Spectral Green's Functions and Network Formalism for
Three-Dimensional Full-Wave Analysis of Planar Lines and Antennas. »
IEEE Trans On MTT, Vol.42, N°.11, pp 2118-2127, november 1994.

- [7] **L. B. FELSEN, AND N. MARCUVITY.**
«Radiation and Scattering of Waves. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1971.»

- [8] **C.DELABIE**
« Elaboration d'un simulateur de dispositifs planaires microondes . Application à la caractérisation de matériaux supraconducteurs. »
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, septembre 1994
- [9] **T. BERCKS, I. WOLF.**
« Analysis of 3-D Metallization Structures by a Full-Wave Spectral Domain Technique.»
IEEE Trans On MTT, Vol. 40, no.12 pp 2219-2227, December 1992.
- [10] **TZYY-SHENG HORNG.**
« Extending The Three-dimensional Spectral-Domain Approach to Hybrid Microwave Integrated Circuits With Passive and Active Lumped element. »
1994 IEEE MTT-S Digest, pp 709-712.
- [11] **AMJAD A. OMAR, Y. LEONARD CHOW.**
« Asolution of coplanar Waveguide with Air-bridges Using Complex Images.»
IEEE Trans On MTT, Vol. 40, no.11 pp 2070-2077, november 1992.
- [12] **NIHAD I. DIB, GEORGE E. PONCHAK, LINDA P. B. KATEHL.**
« Atheoretical and Experimental Study of Coplanar Waveguide Shunt Stubs.»
IEEE Trans On MTT, Vol. 41, no.1 pp 38-44, january 1993.
- [13] **K. BEILENHOF, W. HEINRICH, H.L. HARTNAGEL.**
« Analysis of T-Junctions for Coplanar MMIC's.»
1994 IEEE MTT-S Digest, pp 1301-1304.
- [14] **AMJAD A. OMAR, Y. LEONARD. CHOW.**
« A Versatile Moment Method Solution of the Conventional and Modified Coplanar Waveguide T-Jonctions. »
IEEE Trans On MTT, Vol. 41, no.4 pp 687-692, april 1993.

- [15] **PAUL M. WATSON, KULDIP C. GUPTA.**
 « Design and Optimization of CPW circuits Using EM-ANN Models for CPW Components.»
 IEEE Trans On MTT, Vol. 45, no.12 pp 2515-2523, december 1997.
- [16] **H. JIN, R. VAHLDIECK.**
 « Calculation of Frequency-Dependent S-parameters of CPW Air-Bridges Considering Finite Metallization Thickness and conductivity. »
 IEEE MTT-S Digest 1992. pp 207-210.
- [17] **U. BHATTACHARYA, S. T. ALLEN, M. J. W. RODWELL.**
 « DC-725Ghz Sampling Circuit and Subpicosecond Nonlinear Transmission Lines Using Elevated Coplanar Waveguide. »
 IEEE Microwave And Guided Wave Letters, vol. 5, No 2, pp. 50-52, February 1995.
- [18] **A. REICHELDT, I. WOLFF.**
 « New coplanar-Like Transmission Lines for Application in Monolithic Integrated Millimeter-Wave and Submillimeter-Wave Circuits. »
 1998 IEEE MTT-S Int. Microwave Sym. Digest, pp. 99-102.
- [19] **F. SCHNIEDER, R. DOERNER, W. HEINRICH.**
 « High-Impedance Coplanar Waveguides with Low Attenuation.»
 IEEE Microwave And Guided Wave Letters, vol. 6, No 3, pp.117-119, March 1996.
- [20] **S. HOFSCHEEN, I. WOLFF.**
 « Simulation of an Elevated Coplanar Waveguide Using 2-D FDTD.»
 IEEE Microwave And Guided Wave Letters, vol. 6, No 1, pp.28-30, January 1996.
- [21] **L. B. KENMEL.**
 « Elaboration d'un code de calcul à éléments finis : Application aux circuits MMIC. »
 Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille1, à paraître septembre 1999.

- [22] **JONG-G. YOOK, N.I. DIB, LINDA. P. B. KATEHI BECKS, I. WOLFF.**
« characterization of High Frequency Interconnects Using Finite Difference Time
Domain and Finite Element Methods. »
IEEE Trans On MTT, Vol. 42, no.9 pp 1727-1736, September 1994.

Quatrième chapitre

« Etude de discontinuités coplanaires en bande W - Influence du couplage parasite entre modes. »

IV Etude de discontinuités coplanaires en bande W - Influence du

couplage parasite entre modes :

IV-1 Introduction :

La bande W, longtemps allouée aux militaires, est de plus en plus utilisée pour des applications civiles, dans le domaine des télécommunications. A titre d'exemple, nous citerons la réception satellite, les communications sans fil, les communications entre véhicules, le radar anti collision automobile. Par ailleurs, un projet d'imagerie radiométrique a conduit l'équipe « composant faible bruit microondes » de l'IEMN à réaliser un amplificateur faible bruit en technologie MMIC uniplanaire [1] [2].

Compte tenu du caractère innovant de cette technologie, il nous a semblé capital, à ces fréquences, d'étudier et de vérifier l'efficacité des filtres de modes que sont les ponts à air. Cette étude ne peut être, comme nous l'avons déjà souligné, que théorique. En effet, la mesure du mode fente n'est guère possible avec les dispositifs de caractérisation expérimentale sous pointes, celles-ci court-circuitant naturellement ce mode.

Cette étude, menée dans le cadre de ma thèse d'Université, nécessite que l'on utilise le concept de paramètres S généralisés, et que l'on procède à des analyses de discontinuités multimodes [3][4]. Avant d'exposer quelques résultats, résumant nos travaux, nous devons présenter les outils que nous avons développés et utilisés.

IV-2 Notion de paramètres S généralisés :

Contrairement aux chapitres I, II, et III, les supports de transmission étudiées à présent sont susceptibles de propager plusieurs modes. Si l'on fait abstraction des modes supérieurs excités, la ligne coplanaire peut propager deux modes, le mode coplanaire et le mode fente. Si le dos du substrat est métallisé, un troisième mode, qualifié de mode microruban, peut également s'établir [4]. La technologie coplanaire en bande W développée à l'I.E.M.N. évite cette configuration. Nous nous limiterons par conséquent à l'étude de discontinuités entre lignes coplanaires où seuls les deux modes précités sont susceptibles de se propager. Nous rappelons à ce niveau de l'exposé que le mode parasite fente n'est pas TEM et qu'il présente par conséquent une fréquence de coupure non nulle.

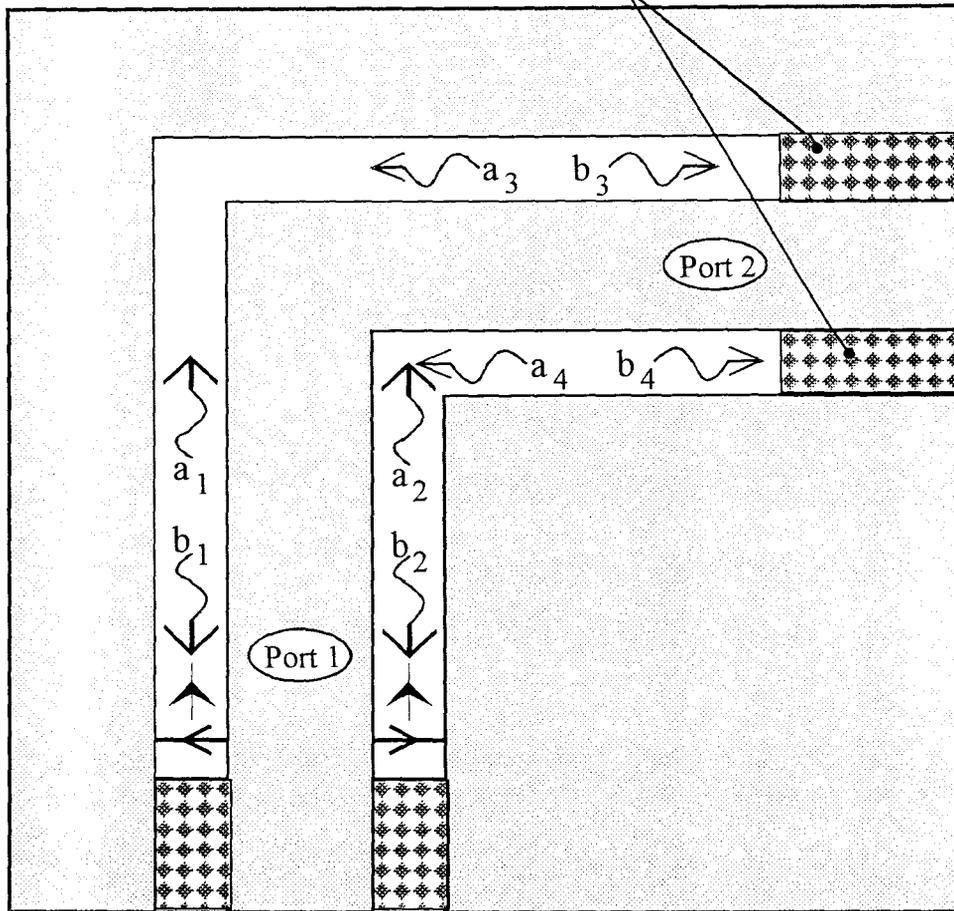
Ce comportement multimodale nécessite la définition et l'utilisation de paramètres S généralisés [5]. Ainsi, nous associons un port virtuel à chaque mode présent au niveau de chaque port physique de la discontinuité [6]. Les paramètres S généralisés relient par conséquent les amplitudes des ondes associées à chaque mode donc à chaque port virtuel. A titre d'exemple, nous considérons une discontinuité entre deux lignes coplanaires, figure IV-1. Nous sommes en présence de deux ports physiques et quatre ports virtuels sont considérés afin de construire la matrice S généralisée :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{pmatrix} \quad (\text{IV-1})$$

Une autre représentation des paramètres est possible, où apparaît la notion et différenciation des ports physiques. La notation est alors la suivante : $S_{ij}[m,n]$ où les indices i et j identifient les ports physiques, m et n sont reliés aux ports virtuels ou modes [7]. Nous nous efforcerons à définir les notations utilisées dans ce manuscrit, afin d'identifier les paramètres S.

Dans le cas de lignes de transmission propageant plusieurs modes, les paramètres S_{ij} , avec $i \neq j$, peuvent relier deux modes présentant des configurations du champ électromagnétique très

Terminaison adaptée numérique Multimode



→ Générateur du courant électrique équivalent

→ Générateur du courant magnétique équivalent

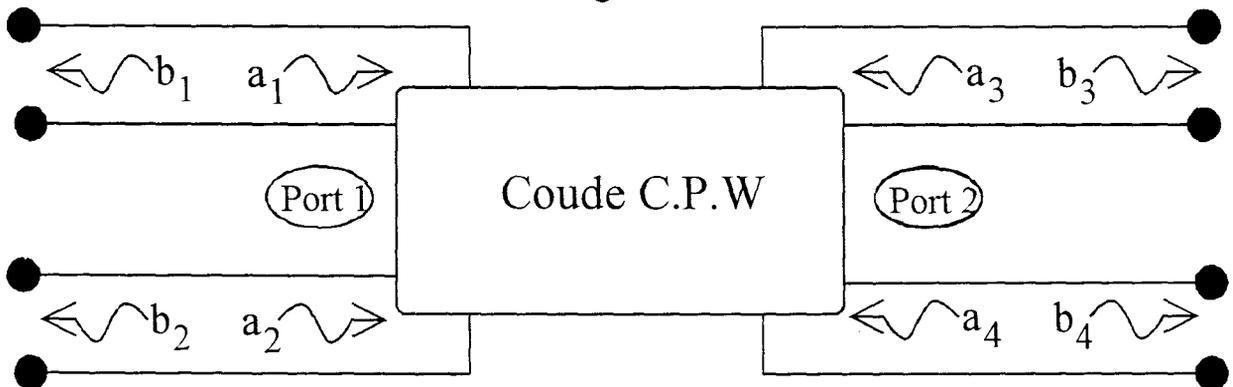


Figure IV-1: model quatre ports pour un coude C.P.W

différentes. Dans ce cas, les valeurs des paramètres S_{ij} sont très sensibles à la définition utilisée de l'impédance caractéristiques de ces différents modes. Comme les dispositifs étudiés sont passifs, isotropes, le principe de réciprocité s'applique [8]. Il permet de nous affranchir de ce problème. Nous avons :

$$S_{ij} = S_{ji} \quad (\text{IV-2})$$

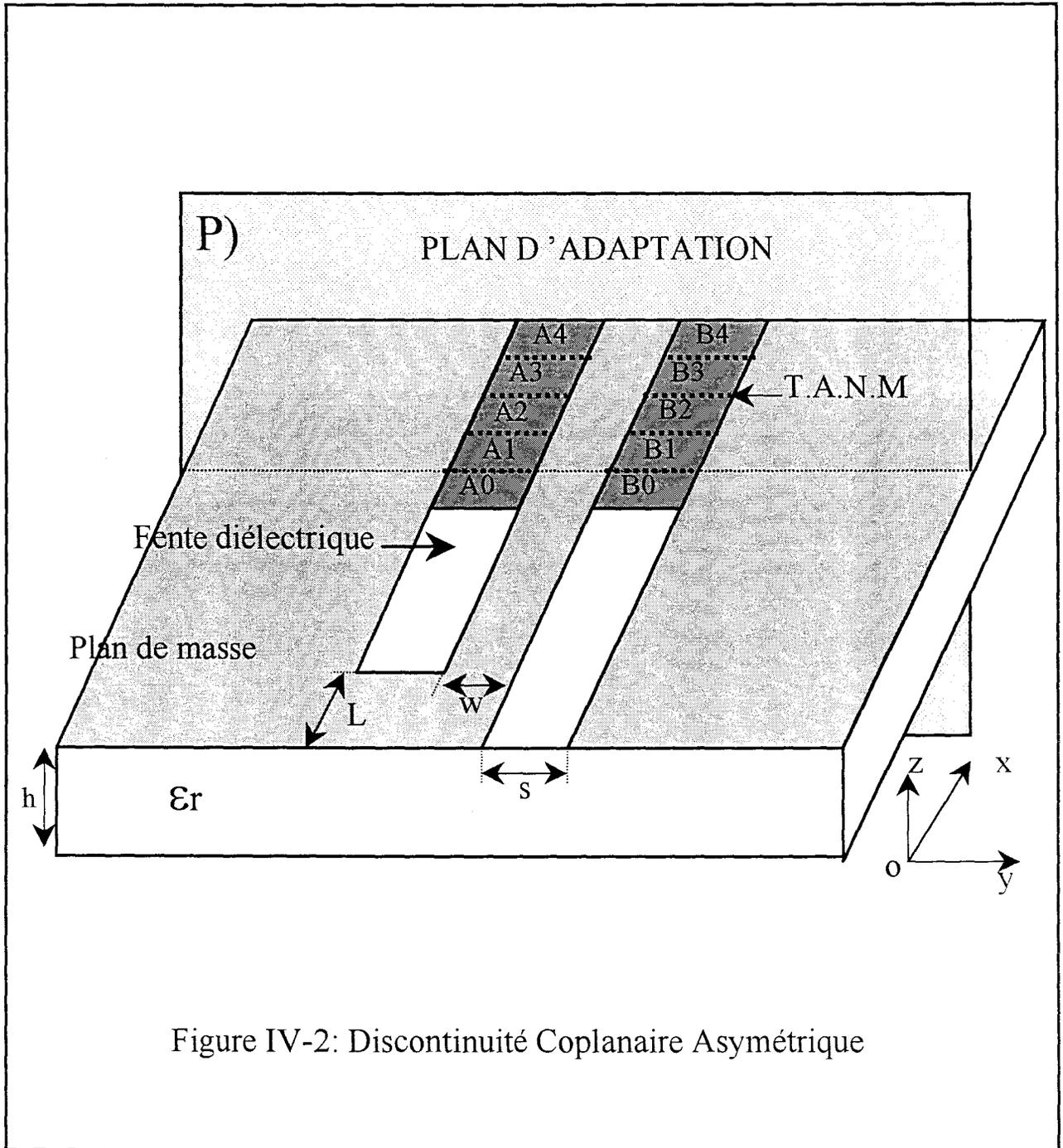
Nous savons que l'utilisation de terminaisons adaptées numériques nous autorisent une détermination rapide et précise des paramètres S de discontinuité monomodes [9]. Nous avons étendu avec succès le formalisme de terminaisons adaptées numériques aux structures propageant plusieurs modes. Ces travaux ont été menés conjointement avec Monsieur Pannier [10].

IV-3 Terminaison Adaptée Numérique Multimode :

IV-3-1 Principe :

Afin d'illustrer notre méthode, nous avons choisi de la présenter à l'aide d'un exemple. A cette fin, nous l'appliquons au cas d'une ligne coplanaire sans substrat métallisé au dos (figure IV-2). Les densités de courant magnétique au niveau des deux fentes sont la superposition des contributions des deux modes propagés, qualifiés habituellement de mode coplanaire (ou mode pair) et de mode fente (ou mode impair).

En considérant qu'uniquement ces deux modes sont propagés (hypothèse généralement vérifiée) le courant magnétique le long de la ligne coplanaire (suivant l'axe Ox) peut s'exprimer de la façon suivante :



$$\bar{J}_m(x, y) = \bar{a}_p(y).e^{-2\pi j\left(\frac{x}{\lambda g_p}\right)} + \bar{b}_p(y).e^{2\pi j\left(\frac{x}{\lambda g_p}\right)} + \bar{a}_i(y).e^{-2\pi j\left(\frac{x}{\lambda g_i}\right)} + \bar{b}_i(y).e^{2\pi j\left(\frac{x}{\lambda g_i}\right)} \quad (\text{IV-3})$$

où \bar{a}_p et \bar{a}_i sont respectivement les amplitudes des ondes de courant incidentes paire et impaire, \bar{b}_p et \bar{b}_i représentent respectivement les amplitudes des ondes réfléchies paire et impaire.

Dans un premier temps, afin de ne pas alourdir la présentation de ce formalisme, nous considérons que la composante $\bar{J}_{mx}(x)$, figure IV-2. Nous plaçons aucune fonction de base dans la direction transversale.

La terminaison est construite en imposant, au delà, d'un plan P (figure IV-2), deux ondes progressives. La difficulté essentielle provient évidemment du fait que ces deux ondes sont associées à des facteurs de propagation différents. Nous avons d'une façon générale :

$$\bar{J}_{mx}(x) = \bar{a}_p.e^{-2\pi j\left(\frac{x}{\lambda g_p}\right)} + \bar{a}_i.e^{-2\pi j\left(\frac{x}{\lambda g_i}\right)} \quad \text{IV-4}$$

Cette relation va nous permettre de construire notre terminaison en suivant une démarche que nous allons à présent résumer [10][11].

Dans un premier temps, les pondérations des fonctions de base A0 et B0 (figure IV-2) sont reliées par les relations (triviales) ci-dessous :

$$V_{A0} = \left(\frac{V_{B0} + V_{A0}}{2}\right) - \left(\frac{V_{B0} - V_{A0}}{2}\right) \quad (\text{IV-5})$$

$$V_{B0} = \left(\frac{V_{B0} + V_{A0}}{2}\right) + \left(\frac{V_{B0} - V_{A0}}{2}\right) \quad (\text{IV-6})$$

Grâce aux propriétés de symétrie des deux modes considérés, nous pouvons dire que $\left(\frac{V_{B0} + V_{A0}}{2}\right)$

représente l'amplitude du courant magnétique \bar{J}_{mx} associé au mode fente impair et que

$\left(\frac{V_{B0} - V_{A0}}{2}\right)$ représente l'amplitude du courant magnétique \bar{J}_{mx} associé au mode coplanaire pair.

En utilisant l'équation (IV-4), nous pouvons exprimer les pondérations des deux premières fonctions de base au delà du plan P de la façon suivante :

$$V_{B1} = \left(\frac{V_{B0} + V_{A0}}{2}\right) e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} + \left(\frac{V_{B0} - V_{A0}}{2}\right) e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \quad (IV-7)$$

$$V_{A1} = \left(\frac{V_{B0} + V_{A0}}{2}\right) e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} - \left(\frac{V_{B0} - V_{A0}}{2}\right) e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \quad (IV-8)$$

où Wx représente la longueur d'une cellule élémentaire de charge dans la direction Ox . Après simplification, nous obtenons :

$$V_{B1} = \frac{V_{B0}}{2} \left(e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} + e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \right) + \frac{V_{A0}}{2} \left(e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} - e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \right) \quad (IV-9)$$

$$V_{A1} = \frac{V_{B0}}{2} \left(e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} - e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \right) + \frac{V_{A0}}{2} \left(e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} + e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \right) \quad (IV-10)$$

L'étape suivante consiste à exprimer les coefficients de pondération des fonctions de base A2 et B2 en fonctions des coefficients de pondération des fonctions de base A1 et B1, il vient :

$$V_{B2} = \left(\frac{V_{B1} + V_{A1}}{2} \right) e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} + \left(\frac{V_{B1} - V_{A1}}{2} \right) e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \quad (\text{IV-11})$$

$$V_{A2} = \left(\frac{V_{B1} + V_{A1}}{2} \right) e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} - \left(\frac{V_{B1} - V_{A1}}{2} \right) e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \quad (\text{IV-12})$$

En utilisant les relation (IV-9) et (IV-10), nous obtenons, à titre d'exemple (V_{B2}) :

$$\begin{aligned} V_{B2} = & \left[\frac{V_{B0}}{4} \left(e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} + e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \right) + \frac{V_{A0}}{4} \left(e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} - e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \right) \right] \\ & + \frac{V_{B0}}{4} \left(e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} - e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \right) + \frac{V_{A0}}{4} \left(e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} + e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \right) \left] e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} \right. \\ & + \left[\frac{V_{B0}}{4} \left(e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} + e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \right) + \frac{V_{A0}}{4} \left(e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} - e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \right) \right] \\ & \left. - \frac{V_{B0}}{4} \left(e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} - e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \right) - \frac{V_{A0}}{4} \left(e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} + e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \right) \right] e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \end{aligned} \quad (\text{IV-13})$$

Après simplification, nous obtenons finalement :

$$V_{B2} = \frac{V_{B0}}{2} \left(e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} + e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \right) + \frac{V_{A0}}{2} \left(e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} - e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \right) \quad (\text{IV-14})$$

$$V_{A2} = \frac{V_{B0}}{2} \begin{pmatrix} e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} & -e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \end{pmatrix} + \frac{V_{A0}}{2} \begin{pmatrix} e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} & +e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \end{pmatrix} \quad (\text{IV-15})$$

Nous pouvons généraliser ces équations et écrire une relation de récurrence afin d'exprimer les coefficients de pondérations de l'ensemble des fonctions de base, utilisé afin de construire la Terminaison Adaptée Numérique Multimode, en fonction des coefficients V_{A0} et V_{B0} . Il vient :

$$V_{Bn} = \frac{V_{B0}}{2} \begin{pmatrix} e^{-2n\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} & +e^{-2n\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \end{pmatrix} + \frac{V_{A0}}{2} \begin{pmatrix} e^{-2n\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} & -e^{-2n\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \end{pmatrix} \quad (\text{IV-16})$$

$$V_{An} = \frac{V_{B0}}{2} \begin{pmatrix} e^{-2n\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} & -e^{-2n\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \end{pmatrix} + \frac{V_{A0}}{2} \begin{pmatrix} e^{-2n\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} & +e^{-2n\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \end{pmatrix} \quad (\text{IV-17})$$

Les coefficients des fonctions de base $A1, B1, A2, B2, \dots$, s'expriment en fonction des coefficients V_{A0} et V_{B0} . Par conséquent, nous n'avons pas besoin d'employer des fonctions de test au niveau de la terminaison. En d'autres termes, le système matriciel final ne voit pas sa taille modifié lorsque l'on applique une Terminaison Adaptée Numérique Multimode. Dans la matrice de réaction, seuls les termes relatifs aux fonctions $A0$ et $B0$ seront modifiés par l'application des relations (IV-16) et (V17). Nous avons, pour tout i , représentant une fonction de test :

$$i \begin{pmatrix} Y_{1,1} & & & & & \\ & \vdots & & & & \\ & & \vdots & & & \\ & & & \vdots & & \\ & \dots & \dots & Y'_{i,A0} & \dots & Y'_{i,B0} & \dots \\ & & & \vdots & & \vdots & \\ & & & \vdots & & \vdots & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1 \\ \vdots \\ V_{A0} \\ \vdots \\ V_{B0} \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (\text{IV-18})$$

avec :

$$Y'_{i,A0} = Y_{i,A0} + \frac{1}{2} \left[Y_{i,A1} \begin{pmatrix} e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} + e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \\ e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} - e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \end{pmatrix} + Y_{i,B1} \begin{pmatrix} e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} - e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \\ e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} + e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \end{pmatrix} \right] + \frac{1}{2} \left[Y_{i,A2} \begin{pmatrix} e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} + e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \\ e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} - e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \end{pmatrix} + Y_{i,B2} \begin{pmatrix} e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} - e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \\ e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} + e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \end{pmatrix} \right] + \dots \quad (\text{IV-19})$$

$$Y'_{i,B0} = Y_{i,B0} + \frac{1}{2} \left[Y_{i,B1} \begin{pmatrix} e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} + e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \\ e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} - e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \end{pmatrix} + Y_{i,A1} \begin{pmatrix} e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} - e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \\ e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} + e^{-2\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \end{pmatrix} \right] + \frac{1}{2} \left[Y_{i,B2} \begin{pmatrix} e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} + e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \\ e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} - e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \end{pmatrix} + Y_{i,A2} \begin{pmatrix} e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} - e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \\ e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_i}} + e^{-4\pi j \frac{Wx}{\lambda g_p}} \end{pmatrix} \right] + \dots \quad (\text{IV-20})$$

Les termes de réaction Y_{i,A_j} et Y_{i,B_j} décroissent rapidement lorsque j augmente. Cela s'explique en remarquant que la distance séparant la fonction de test i et la fonction de base A_j ou B_j augmente avec j [9]. Une étude de convergence a été menée par Monsieur Pannier dans le cadre de sa thèse d'Université [10]. La structure de test était une ligne microruban couplée et la Terminaison Adaptée Numérique Multimode était construite avec des fonctions de base symbolisant un courant électrique

surfacique. Nous avons étendu ce formalisme aux courants magnétiques. Dans le cadre de notre travail, nous nous sommes contentés de vérifier les critères de convergence établis par Monsieur Pannier, pour ensuite les appliquer de manière systématique. Le critère de convergence s'énonce de la façon suivante :

Une Terminaison Adaptée Numérique Multimode doit être construite avec N fonctions de base tel que la relation suivante se vérifie :

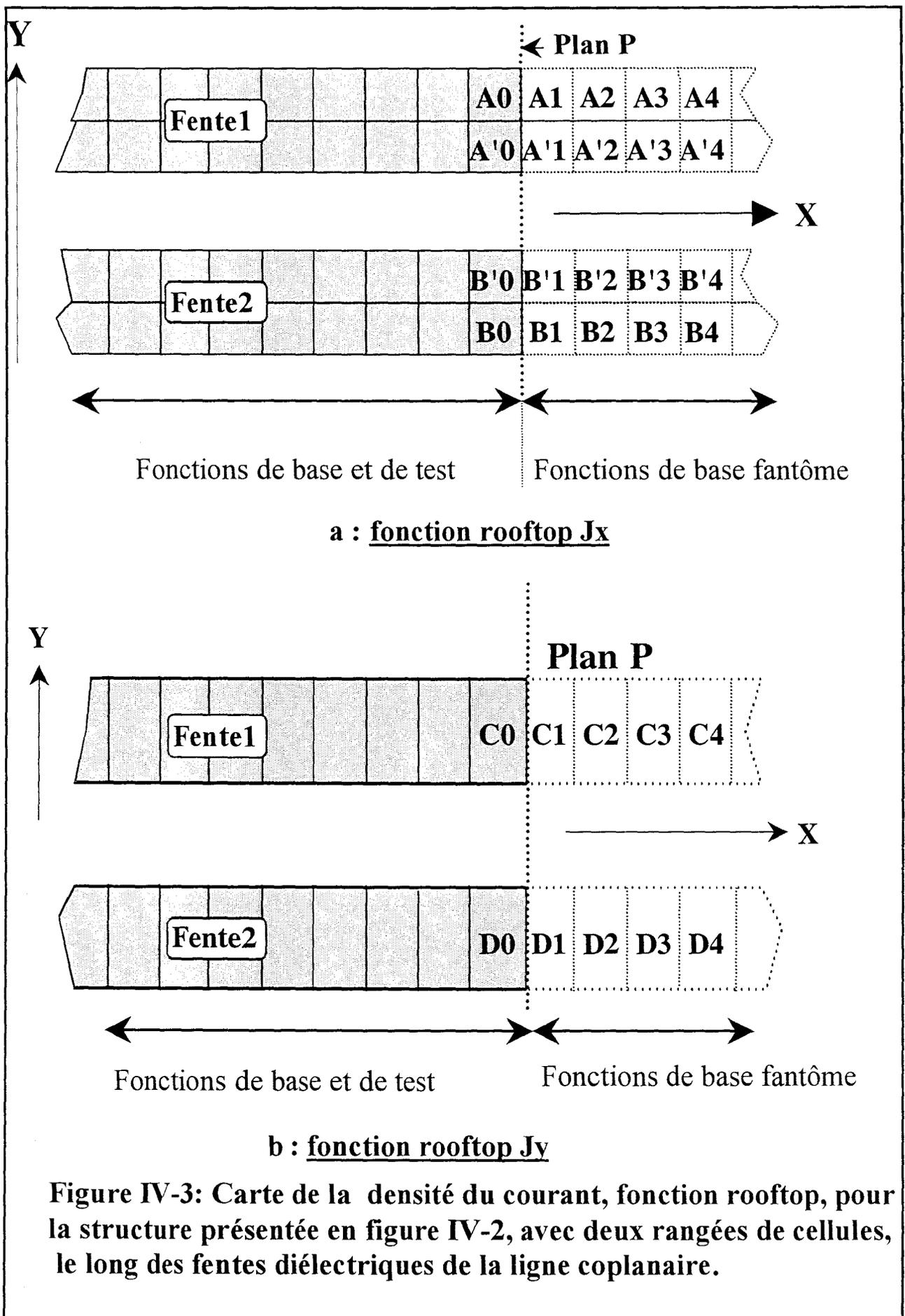
$$N = \frac{L}{W_x} \text{ avec } L = \max\left(\frac{\lambda_{g_i}}{2}, \frac{\lambda_{g_p}}{2}\right) \quad (\text{IV-21})$$

où L symbolise la longueur totale de la terminaison. Le choix de la largeur des cellules de charge W_x obéit au critère de convergence propre à la méthode des Equations Intégrales [10]. Nous devons considérer :

$$\frac{\lambda_g}{W_x} \approx 30 \text{ avec } \lambda_g = \max(\lambda_{g_i}, \lambda_{g_p}) \quad (\text{IV-22})$$

Avant de poursuivre notre exposé, nous devons remarquer que la T.A.N.M. nécessite la connaissance des longueurs d'ondes guidées des deux modes. Ces paramètres peuvent être déterminés au préalable à l'aide d'un logiciel de simulation rapide basé sur une Approche dans le Domaine Spectral 2D [12][13]. Une autre alternative s'offre à nous ; dans une première phase de « calibration », nous simulons un tronçon de ligne droit. La méthode de la « matrice pencil » est alors employée afin d'extraire les facteurs de propagation de l'ensemble des modes guidés.

On peut facilement imaginer qu'une seule cellule de charge dans la direction transversale n'est pas suffisante pour garantir la convergence du processus numérique, tout particulièrement en gamme



millimétrique et au delà. L'outil numérique que nous venons de présenter s'applique également à la composante $\bar{J}_{my}(x)$ du courant magnétique. A titre d'exemple, considérons une ligne coplanaire où les fentes supportent deux rangées de fonctions de base (figure IV-3). Les pondérations des fonctions de base A'0 et B'0 obéissent aux mêmes relations de récurrence que les pondérations des fonctions de base A0 et B0 .D'une façon générale, chaque rangée de fonction de base $J_{mx}(x)$ est associée avec la rangée symétrique de la deuxième fente diélectrique. En ce qui concerne la composante transversale du courant magnétique, le point de départ est similaire, nous écrivons :

$$V_{D0} = \left(\frac{V_{C0} + I_{D0}}{2} \right) - \left(\frac{V_{C0} - V_{D0}}{2} \right) \quad (IV-23)$$

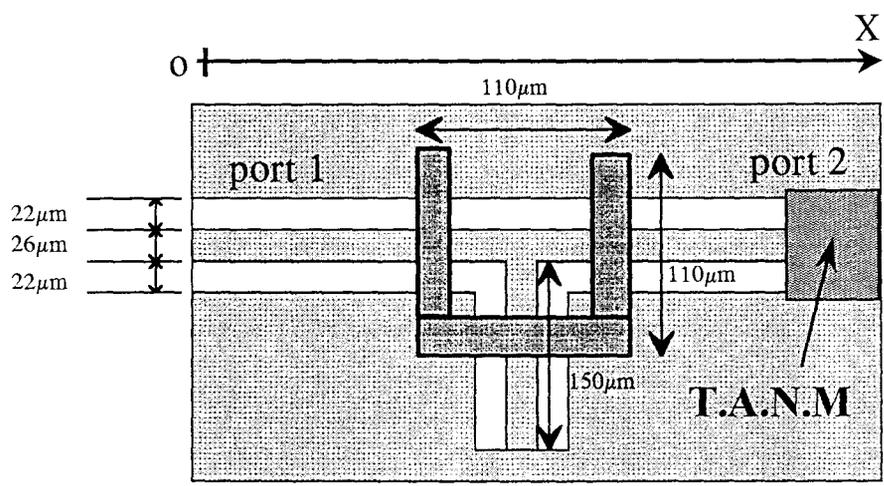
$$V_{C0} = \left(\frac{V_{C0} + V_{D0}}{2} \right) + \left(\frac{V_{C0} - V_{D0}}{2} \right) \quad (IV-24)$$

En respectant les propriétés de symétrie du courant magnétique $\bar{J}_{my}(x)$, nous pouvons associer le terme $\left(\frac{V_{C0} + V_{D0}}{2} \right)$ au mode coplanaire pair et le terme $\left(\frac{V_{C0} - V_{D0}}{2} \right)$ au mode fente impair.

Une démarche similaire à celle utilisée pour traiter la composante longitudinale nous conduit aux relations de récurrence suivantes :

$$V_{Cn} = \frac{V_{C0}}{2} \cdot \left(e^{-2n\pi j \frac{Wx}{\lambda_{gp}}} + e^{-2n\pi j \frac{Wx}{\lambda_{gi}}} \right) + \frac{V_{D0}}{2} \cdot \left(e^{-2n\pi j \frac{Wx}{\lambda_{gp}}} - e^{-2n\pi j \frac{Wx}{\lambda_{gi}}} \right) \quad (IV-25)$$

$$V_{Dn} = \frac{V_{C0}}{2} \cdot \left(e^{-2n\pi j \frac{Wx}{\lambda_{gp}}} - e^{-2n\pi j \frac{Wx}{\lambda_{gi}}} \right) + \frac{V_{D0}}{2} \cdot \left(e^{-2n\pi j \frac{Wx}{\lambda_{gp}}} + e^{-2n\pi j \frac{Wx}{\lambda_{gi}}} \right) \quad (IV-26)$$



Pont à Air : hauteur $3,5\mu\text{m}$, largeur $10\mu\text{m}$.
 Substrat : hauteur $400\mu\text{m}$,

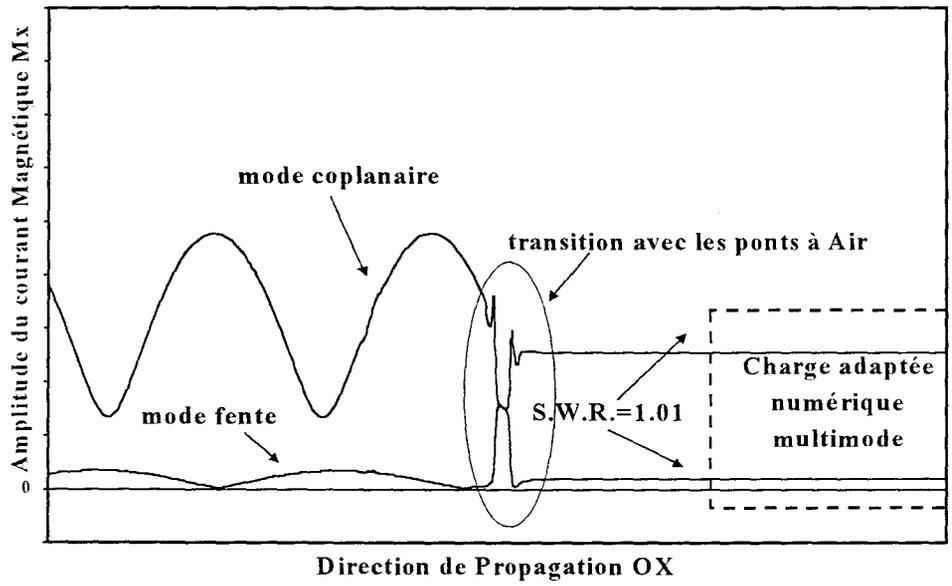


Figure IV-4: Evolution du courant magnétique dans la ligne coplanaire dans la direction propagation OX

Ces relations sont utilisées afin de modifier les termes de réaction relatifs aux fonctions de base C0 et D0.

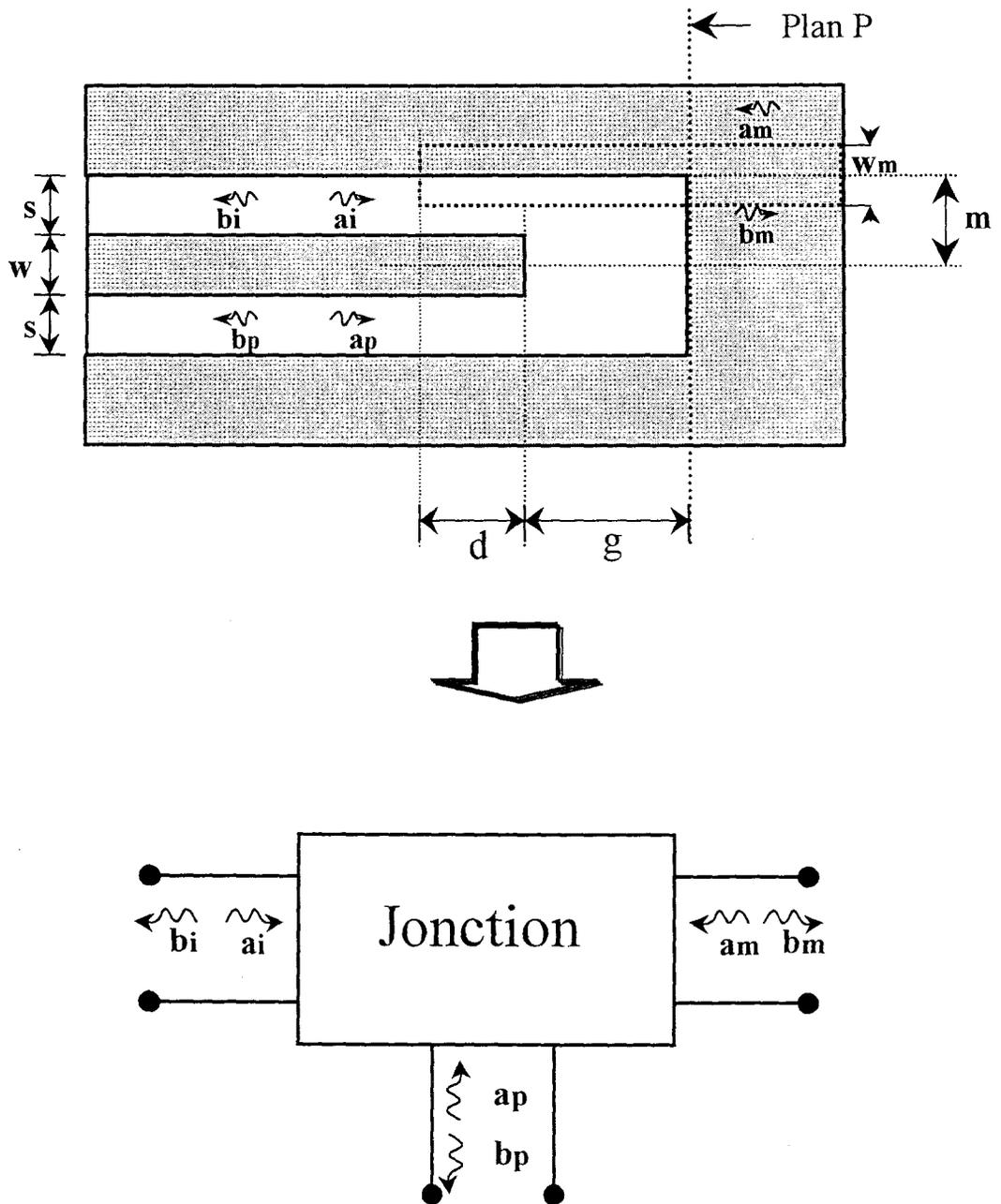
Afin de visualiser les performances de la Terminaison Adaptée Numérique Multimode, nous avons choisi de présenter l'évolution du module du courant magnétique le long d'une discontinuité asymétrique d'une ligne coplanaire (figure IV-4). Il s'agit d'une ligne au niveau de laquelle est placée un « stub » coplanaire. La présence des trois ponts à air est impératif afin de filtrer le mode fente parasite. Les contributions des deux modes sont ici séparées par l'application de leur propriété de symétrie. La technique de la Matrice Pencil est utilisée afin de quantifier très précisément les amplitudes des ondes incidentes et réfléchies.

Nous remarquons que le mode fente n'est pas totalement filtré par les ponts à air. Ce constat justifie donc notre étude. Ce point sera abordé plus en détails ultérieurement. L'objectif, ici, consiste à valider la Terminaison Adaptée Numérique Multimode. Ce dessein est très largement atteint, puisqu'un Rapport d'Ondes Stationnaires inférieur à 1,01 est obtenu en aval de la discontinuité pour les deux modes de la ligne coplanaire.

Fort de cet outil, nous pouvons envisager à présent l'étude de discontinuités multimodes. Avant de présenter les résultats significatifs relatifs à l'étude de lignes coplanaires en bande V et W. Nous avons souhaité reprendre le cas de la transition coplanaire-microruban en étudiant l'influence d'un décalage transversal de la ligne microruban supérieure [14].

IV-4 Discontinuités asymétriques entre une ligne microruban et coplanaire :

Nous reprenons à ce niveau la transition coplanaire-microruban présentée en détails au deuxième chapitre. Si la ligne microruban est décentrée par rapport à la ligne coplanaire, nous sommes en présence d'une rupture de l'axe de symétrie de la transition. Par conséquent, le mode fente parasite



FigureIV-5: Modèle trois ports pour l'étude d'une transition: $w=0.2\text{mm}$, $w_m=0.2\text{mm}$, $s=0.1\text{mm}$, $g=0.5\text{mm}$, $d=1\text{mm}$.

peut être excité et ainsi perturbé le bon fonctionnement de la transition. L'objectif de notre étude consiste à examiner l'éventuelle tolérance de la transition à cette rupture de symétrie.

Afin de décrire le comportement du dispositif, nous définissons un modèle « trois ports » présenté figure IV-5. Compte tenu des notations utilisés, la matrice S généralisée est définie de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} b_p \\ b_i \\ b_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Gamma_{pp} & \Gamma_{pi} & T_{pm} \\ \Gamma_{ip} & \Gamma_{ii} & T_{im} \\ T_{mp} & T_{mi} & \Gamma_{mm} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_p \\ a_i \\ a_m \end{pmatrix} \quad (\text{IV-27})$$

Les indices p, i et m doivent être associés respectivement aux modes pair, impair (fente) de la ligne coplanaire et au mode fondamental de la ligne microruban. A titre d'exemple, le paramètre Γ_{ip} est homogène à un coefficient de réflexion. Il relie le mode réfléchi impair au mode incident pair de la ligne coplanaire.

Nous présentons figures IV-6 et IV-7 la variation du module des paramètres S de la transition en fonction du déplacement latéral de la ligne microruban, pour une fréquence de 20 GHz. Comme on pouvait se l'imaginer, le maximum de couplage entre la ligne coplanaire et la ligne microruban se produit lorsque les deux lignes sont parfaitement alignées ($m=0$). Cette configuration est optimale. En poursuivant dans l'évidence, lorsque la ligne microruban est fortement décentrée, la transmission devient négligeable et la ligne coplanaire se comporte comme un simple circuit ouvert. Ce comportement se retrouve naturellement aux niveaux de nos résultats.

L'information intéressante est obtenue en examinant les phénomènes de conversion et de couplage entre les modes de la ligne coplanaire. D'une part nous remarquons que ces phénomènes, résumés par les paramètres Γ_{pi} et T_{mi} restent marginaux quelque soit la valeur de m. D'autre part, le maximum de conversion entre les modes coplanaire et fente est obtenu lorsque la ligne microruban

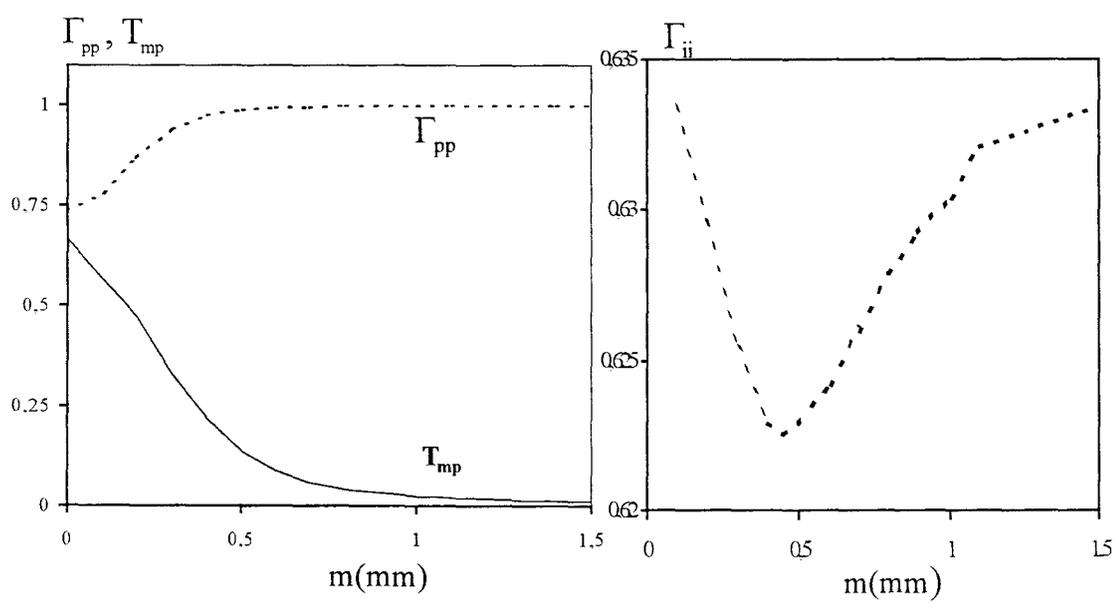
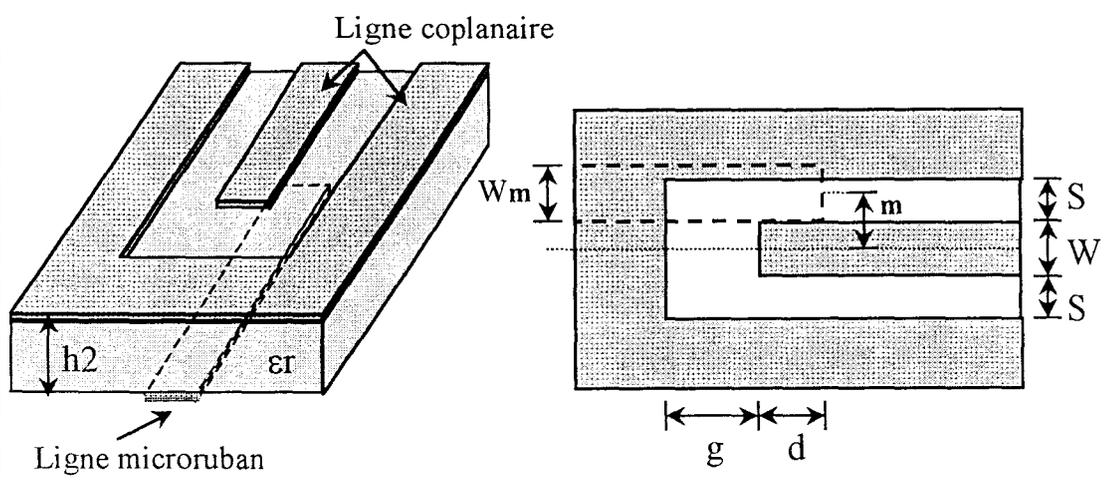
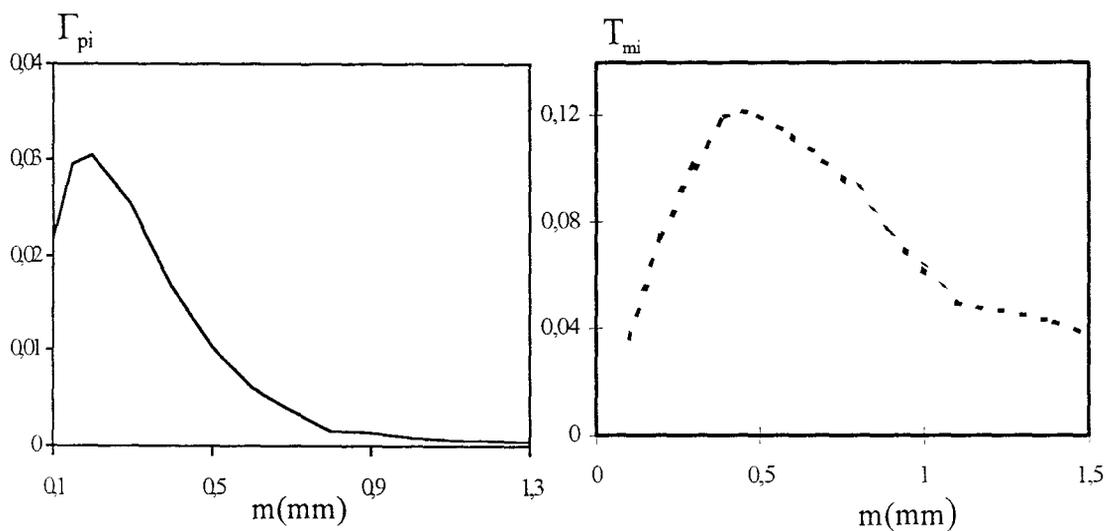
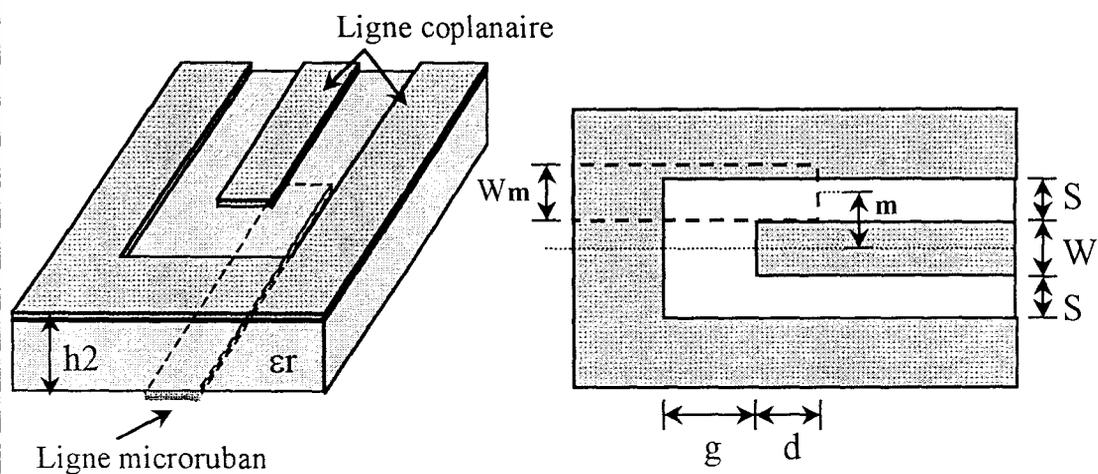


Figure IV-6 : Variation du module des paramètres S en fonction du déplacement latéral m de la transition CPW- microruban pour: $h_2=0.254\text{mm}$, $d=1\text{mm}$, $g=0.5\text{mm}$, $S=0.1\text{mm}$, $W=0.2\text{mm}$, $W_m=0.2\text{mm}$, $\epsilon_r=9.6$, $F=20\text{GHz}$



FigureIV-7 :Variation du module des paramètres S en fonction du déplacement latéral m de la transition CPW- microruban pour: $h_2=0.254\text{mm}$, $d=1\text{mm}$, $g=0.5\text{mm}$, $S=0.1\text{mm}$, $W=0.2\text{mm}$, $W_m=0.2\text{mm}$, $\epsilon_r=9.6$, $F=20\text{GHz}$

est centré sur une des deux fentes diélectriques. Le niveau faible de la conversion de mode peut être expliqué en remarquant que les plans de masse latéraux de la ligne coplanaire au delà de la discontinuité sont reliés, la ligne coplanaire formant un circuit ouvert. Ainsi le mode fente est naturellement court-circuité en aval de la transition.

Afin de conclure définitivement sur cette étude, nous avons effectué un bilan de puissance en considérant deux topologies correspondantes respectivement à une transition parfaitement centrée ($m=0$) et à un déplacement latéral de 0,2 mm (configuration pour un maximum de conversion entre les deux modes). Les résultats sont présentés au sein du tableaux IV-1.

Déplacement latéral (m) en mm	0,0	0,2
Puissance transmise à la ligne microruban.	45%	22,4%
Puissance réfléchie par le mode coplanaire.	54%	75,5%
Puissance réfléchie par le mode fente.	0%	0,1%
Puissance perdue par rayonnement et ondes de surface.	1%	2%

tableau IV-1 :Bilan de puissance pour la transition coplanaire - microruban à 20 GHz.

Pour cet exemple, le mode incident est le mode coplanaire paire. Dans le meilleur des cas, 45% de la puissance active incidente est transmise à la ligne microruban. L'observation essentielle réside dans la valeur de la puissance réfléchie par le mode fente. Pour une discontinuité symétrique, le mode fente n'est évidemment pas excité. Pour la configuration qui correspond à un maximum de

conversion entre les deux modes de la ligne coplanaire ($m=0,2\text{mm}$), seulement 0,1% de la puissance incidente est transmise au mode fente réfléchi. Ce phénomène est donc insignifiant pour la structure considérée. La configuration du champ électromagnétique associée au mode coplanaire est peu perturbée par la présence de la ligne microruban, suffisamment éloigné de la ligne coplanaire. Cet éloignement ($h=0,254\text{mm}$) ne permet pas, cependant, une transmission de la puissance incidente supérieure à 45%.

Une rupture de la symétrie de la ligne coplanaire engendrée par un changement de direction (coude, méandre,...) perturbe beaucoup plus la configuration du champ électromagnétique [3][10]. Il convient, à présent, de procéder à une étude similaire de ce type de configuration afin de tester les performances des ponts à air réalisés à l'IEMN en bande V et W.

IV-5 Discontinuités asymétriques entre deux lignes coplanaires en bandes V et W :

IV-5-1 Le contexte de l'étude :

Rappelons que notre objectif consiste à tester une technologie mise en œuvre à l'IEMN. Celle-ci engendre naturellement des contraintes au niveau du « design » des ponts à air (hauteur, largeur,...). De nombreux travaux ont été réalisés afin de rechercher une configuration optimale des ponts à air [15] [16] [17][18]. Ainsi, il a été démontré que l'influence de la hauteur des ponts est négligeable à condition de considérer une hauteur supérieure à $1\ \mu\text{m}$ [19]. Ce critère n'est pas très contraignant.

En ce qui concerne la largeur des ponts, une valeur trop importante de celle-ci engendre une capacité parasite également élevée. En conséquence, il en résulte un accroissement du coefficient de réflexion de la discontinuité induite par la présence du pont, lorsque la fréquence augmente. En

contre partie, le filtrage du mode fente est supérieur. La largeur des ponts à air réalisés est de 10 μm , nous devons par conséquent vérifier les performances de ces dispositifs en examinant à la fois le filtrage du mode fente et la réflexion du mode coplanaire.

Enfin, il a été démontré que ces ponts à air doivent être implantés le plus près possible de la discontinuité. En conclusion, nous remarquerons que la hauteur et la localisation des ponts ne semblent pas constituer des entraves trop importantes.

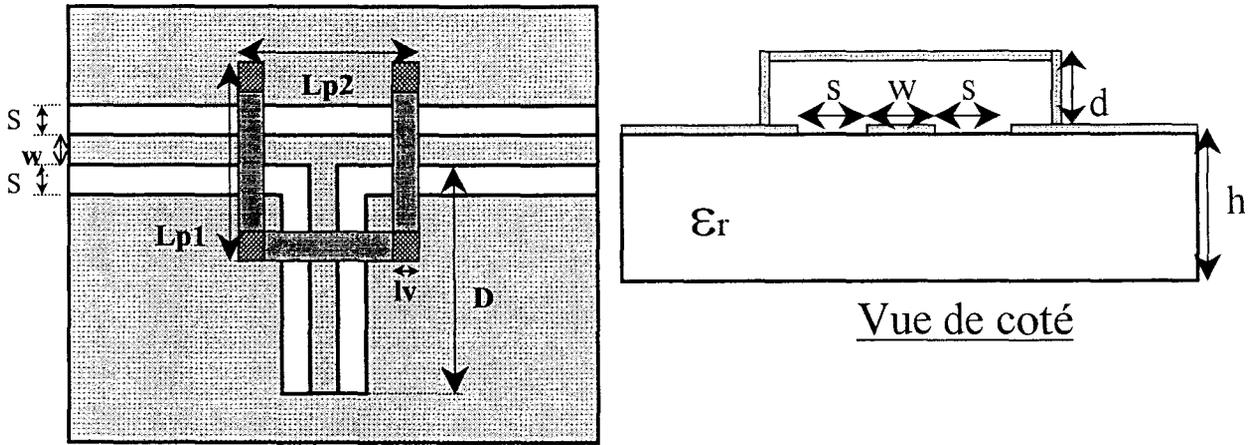
La justification de nos travaux est à rechercher au travers des bandes de fréquence considérées. En effet, les études que nous avons pris en référence s'appliquent à des fréquences inférieures à 60 GHz.

Les dimensions des lignes coplanaires ont été choisies afin que le mode coplanaire propagé puisse s'apparenter à un mode quasi-TEM dans la bande W [1]. Les effets de la fréquence sur le support de propagation sont ainsi maîtrisés [20]. Qu'en est-il des performances des ponts à air sur le filtrage de mode ? C'est à cette question que nous nous proposons de répondre.

IV-5-2 :Modèle quatre ports de la discontinuité et démarche retenue :

Avant de présenter quelques résultats significatifs, nous devons préciser le modèle retenu afin de caractériser les discontinuités étudiées. Le concept de paramètres S généralisé est naturellement employé. Les modes coplanaire et fente sont différenciés par leur propriété de symétrie. Ainsi l'indice p (pair) sera associé au mode coplanaire, et l'indice i (impair) sera associé au mode fente.

Les dispositifs étudiés concernent des discontinuités où les lignes coplanaires en amont et en aval de celles-ci sont identiques et présentent évidemment la même impédance caractéristique. Ainsi, la matrice S généralisée associée au modèle quatre ports présenté figure IV-8 sera définie de la façon suivante :



Vue de dessus

Vue de coté

$W=26\mu\text{m}$, $s=22\mu\text{m}$, $h=400\mu\text{m}$, $d=3.5\mu\text{m}$, $D=150\mu\text{m}$

$lv=10\mu\text{m}$, $Lp1=Lp2=110\mu\text{m}$, $\epsilon_r=12.6$

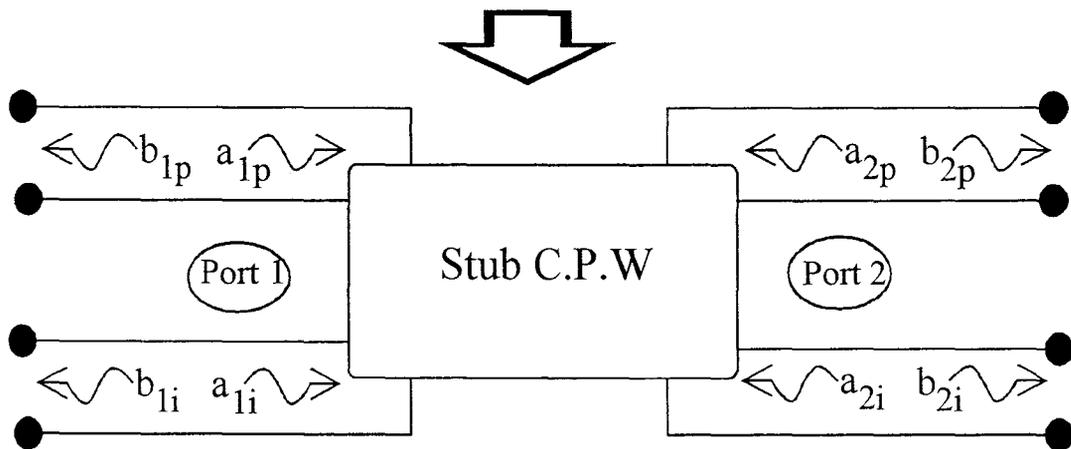


Figure IV-8 : modèle quatre ports pour un stub coplanaire.

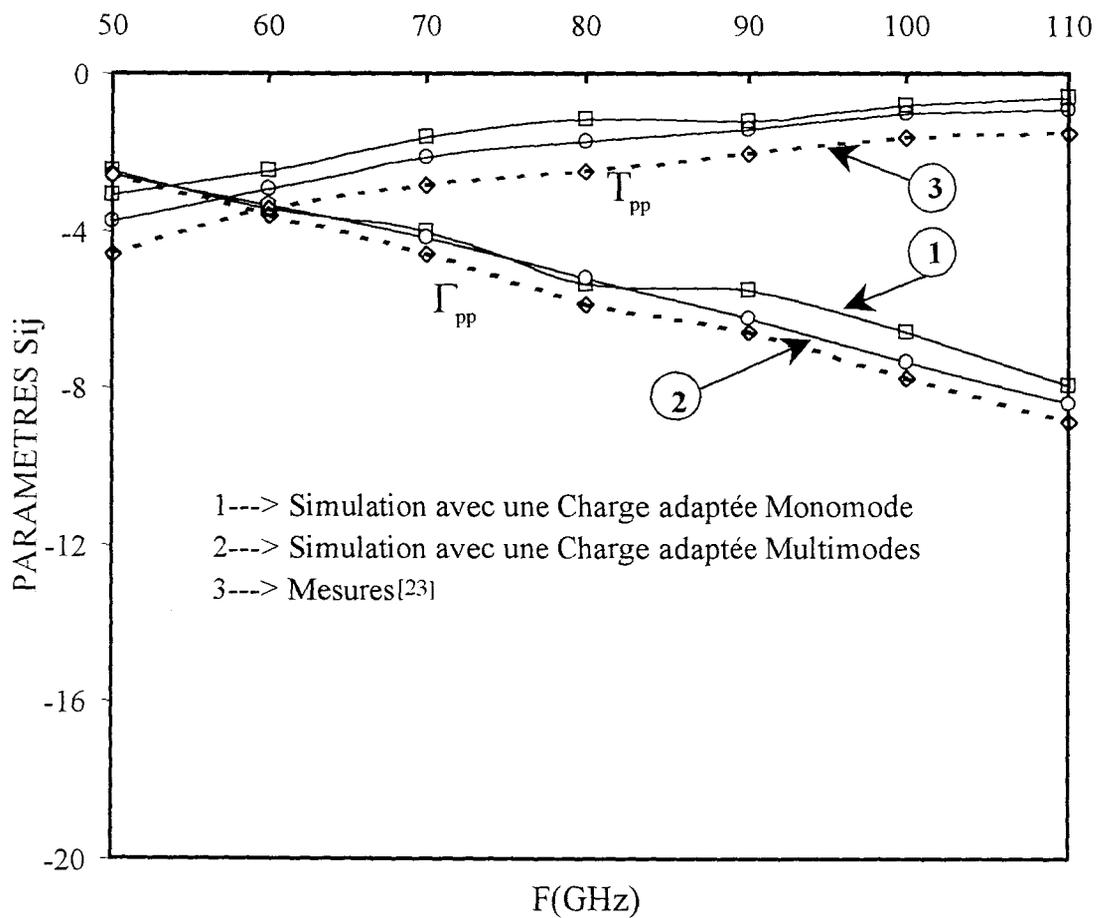
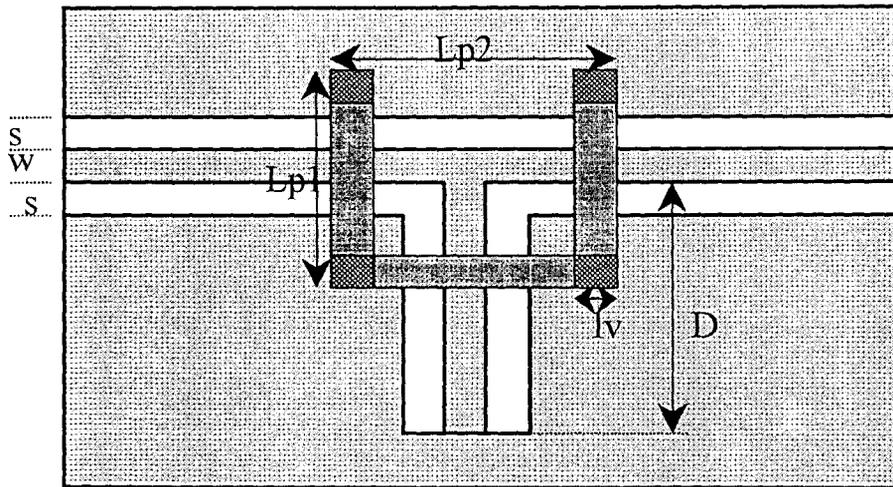


Figure IV-9: Evolution des paramètres S du mode coplanaire pour un stub coplanaire.

$$\begin{pmatrix} b_{1p} \\ b_{1i} \\ b_{2p} \\ b_{2i} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Gamma_{pp} & \Gamma_{pi} & T_{pp} & T_{pi} \\ \Gamma_{ip} & \Gamma_{ii} & T_{ip} & T_{ii} \\ T_{pp} & T_{pi} & \Gamma_{pp} & \Gamma_{pi} \\ T_{ip} & T_{ii} & \Gamma_{ip} & \Gamma_{ii} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{1p} \\ a_{1i} \\ a_{2p} \\ a_{2i} \end{pmatrix} \quad (\text{IV-28})$$

les termes « Γ » sont homogènes à des coefficients de réflexion, les termes « T » sont des coefficients de transmission.

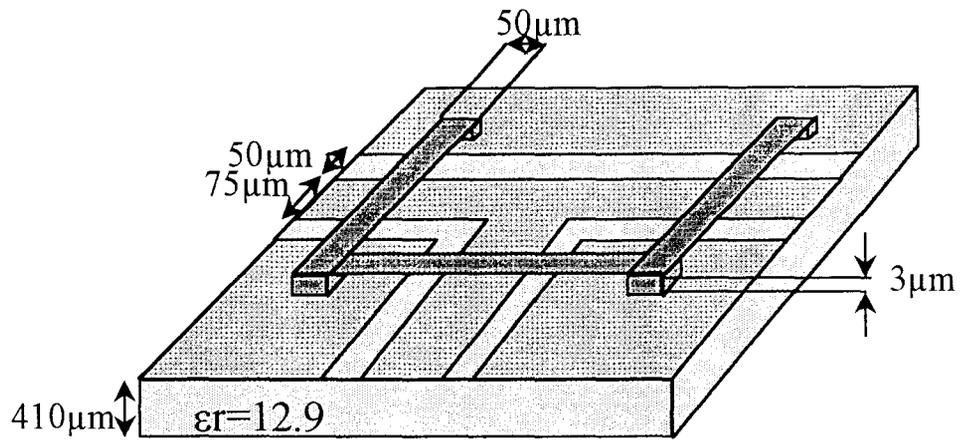
L'outil de simulation décrit dans le troisième chapitre nous autorise une description précise des ponts à air, description présentée par le biais de la figure IV-8.

Nous rappelons brièvement que ces paramètres sont déterminés à l'aide du post-traitement « Matrice Pencil ». Les Terminaisons Adaptées Numériques Multimodes sont également employées. Afin d'illustrer la nécessité d'utiliser ces outils nous présentons figure IV-9, les évolutions des paramètres de transfert du mode coplanaire pour une discontinuité asymétrique.

Nous avons émis l'hypothèse d'un filtrage total du mode fente. Nous procédons alors à l'étude de cette transition par une « approche monomode ».

La matrice pencil nous permet de ne retenir que le mode principal présent. Le post traitement a alors identifié naturellement le mode coplanaire. Cette démarche nous a conduit à employer une Terminaison Adaptée Numérique classique (monomode).

Nous remarquons sur le graphe de la figure IV-9 que cette démarche est à l'origine d'un comportement erratique des coefficients de transmission et de réflexion. Par ailleurs, les valeurs estimées, par la simulation, de ces coefficients sont plus éloignées des paramètres de transfert mesurés, comparativement aux valeurs déterminées en considérant une propagation multimodale (incluant le mode fente). Procéder à la caractérisation de transitions coplanaires en supposant totalement filtré le mode fente peut, par conséquent, être à l'origine d'incertitudes occasionnées par une mauvaise description des phénomènes de conversion et de couplage entre modes.



Jonction coplanaire en T conventionnelle

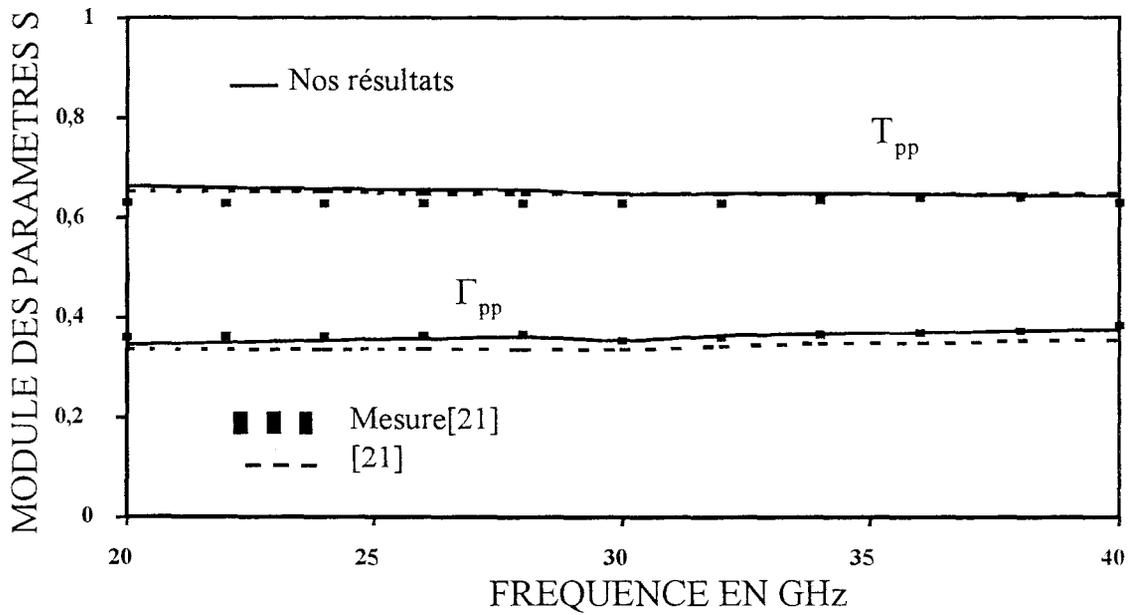
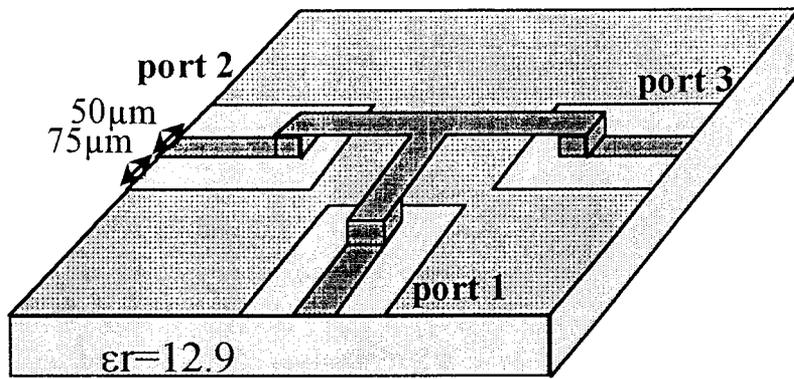


Figure IV-10: Evolution du module des paramètres S d'une jonction coplanaire en T conventionnelle



Jonction coplanaire en T modifiée

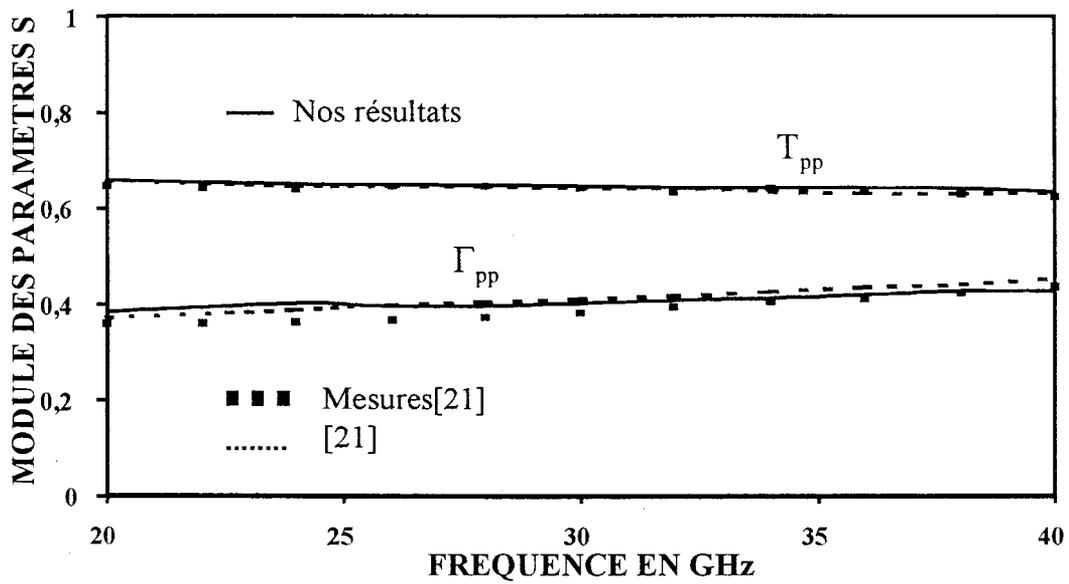
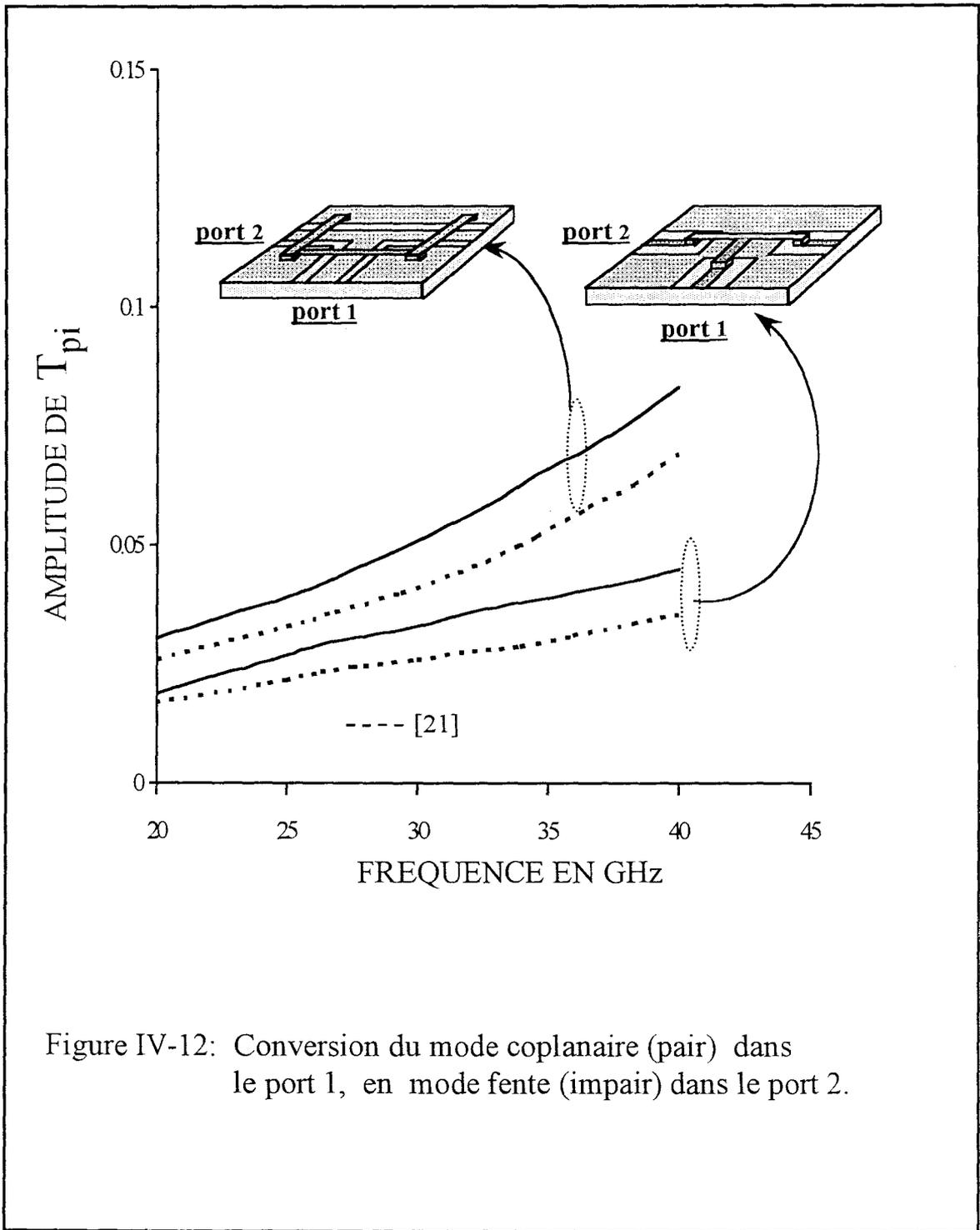


Figure IV-11: Evolution du module des paramètres S d'une jonction coplanaire en T modifiée.



IV-5-3 Simulation de jonctions coplanaires en T :

Nous avons désiré tester notre programme en comparant nos résultats avec ceux publiés dans la littérature. De nombreuses études ont été menées afin de caractériser théoriquement et expérimentalement des discontinuités de lignes coplanaires. En contre partie, très peu ont abordé le problème de la conversion parasite résiduelle du mode fente. Dans bien des cas, l'hypothèse d'un mode fente totalement filtré est retenu. Néanmoins, les travaux du Professeur Wolf abordent ce problème[21]. Nous avons repris ces études et avons simulé deux types de jonctions coplanaires en T. L'une est qualifiée de jonction traditionnelle(figure IV-10), l'autre de jonction modifiée (figure IV-11). La comparaison de nos résultats avec ceux présentés par le Professeur Wolf est très satisfaisante. Les valeurs des paramètres de transfert du mode coplaire sont très proches les unes des autres, comme l'attestent les figures IV-10 et IV-11. Par ailleurs l'ensemble des résultats théoriques est validé par la mesure.

Les évolutions des courbes tendent à démontrer que le comportement des deux transitions est similaire puisque les valeurs des paramètres de transfert sont assez voisines. On peut cependant constater une meilleure transmission du mode coplaire pour une jonction conventionnelle même si cette différence peut être qualifiée de minime.

Une augmentation perceptible du coefficient de réflexion se produit aux fréquences les plus élevées. Ce phénomène doit à nouveau être attribué à la capacité parasite engendrée par la présence des ponts à air [21] [22].

Les deux topologies considérées ont été confrontées en examinant la conversion du mode coplaire incident en mode fente transmis au niveau des autres ports de la jonction. Ce phénomène peut être quantifié par l'intermédiaire du paramètre noté T_{pi} . L'évolution de ce terme en fonction de la fréquence est présentée figure IV-12.

Il apparaît clairement que la jonction en T modifiée semble la meilleur car moins de puissance sera perdue par couplage et conversion de mode entre un mode incident coplanaire et le mode fente. Ce constat peut être néanmoins atténué en remarquant que les valeurs de T_{pi} sont assez faible pour des fréquences inférieures à 30 GHz.

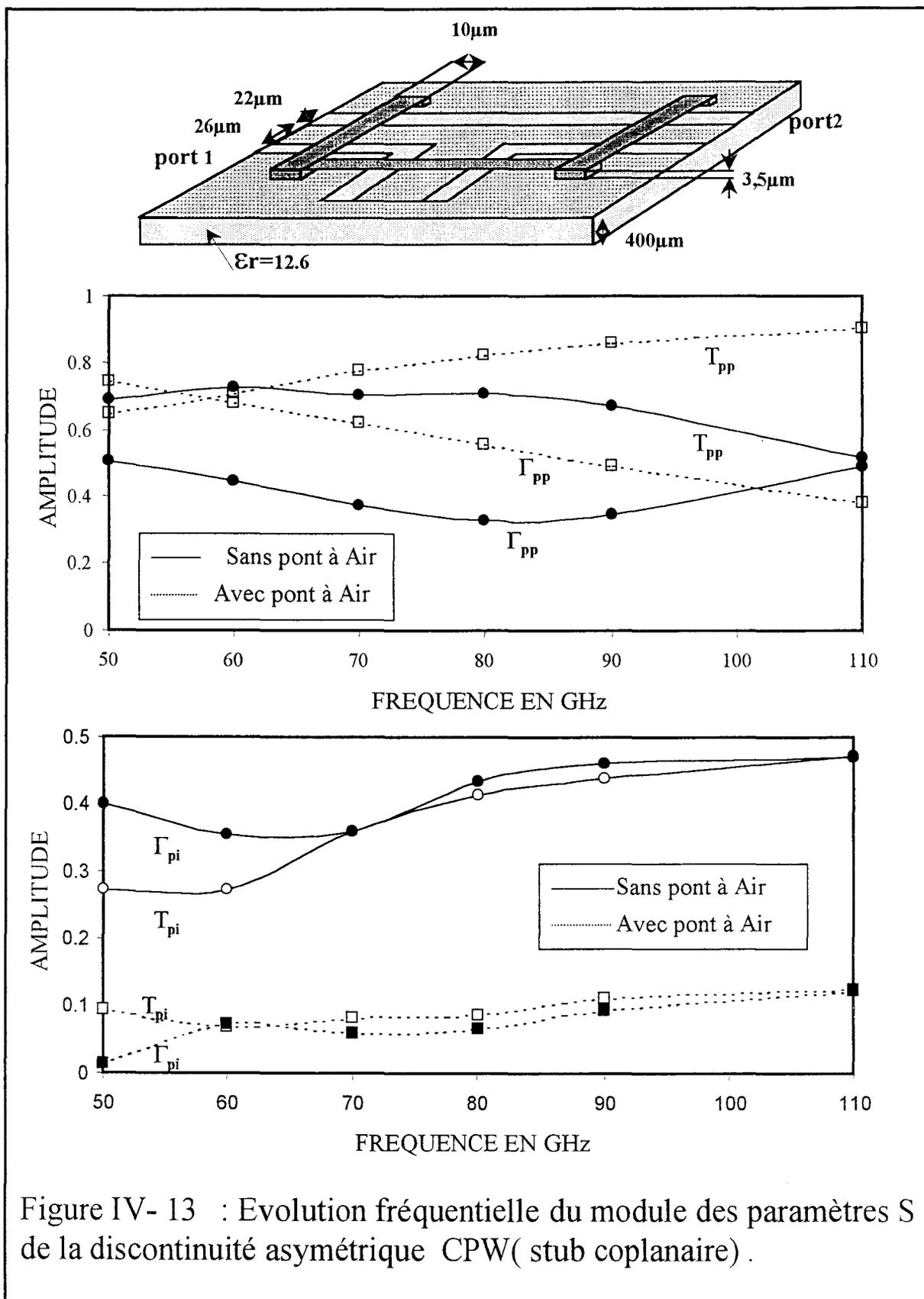
Une remontée brutale de ce paramètre est perceptible aux fréquences plus élevées. Ce dernier point peut nous inquiéter, étant données les gammes de fréquence que nous comptons aborder, et justifie pleinement notre étude.

Pour conclure cette étude comparative, il convient de souligner que notre outil de simulations surestime la conversion de mode par comparaison avec les résultats présentés par le Professeur Wolf.

La mesure du mode fente est très difficile, voire impossible, en utilisant les procédures habituelles de caractérisations expérimentales de lignes coplanaires. Il apparaît par conséquent être impossible de déterminer la solution la plus précise. Nous soulignerons uniquement à nouveau l'efficacité du post traitement utilisé et les performances démontrées des Terminaisons Adaptées Numériques Multimodes. Par ailleurs cette démarche a été validée par la mesure [10] en utilisant une procédure de caractérisation expérimentale de structure de propagation multimode appelée « TRL multimode » [8]. Le dispositif étudié, constitué de deux lignes microrubans couplés, facilitait cette mesure à l'instar de la ligne coplanaire.

Enfin, une surestimation d'un phénomène parasite que l'on désire évidemment atténuer le plus possible est naturellement préférable à une sous-estimation, capable d'engendrer une mauvaise conception de circuits.

Après avoir validé notre outil théorique, nous allons à présent aborder l'étude de discontinuités coplanaires en bande W.



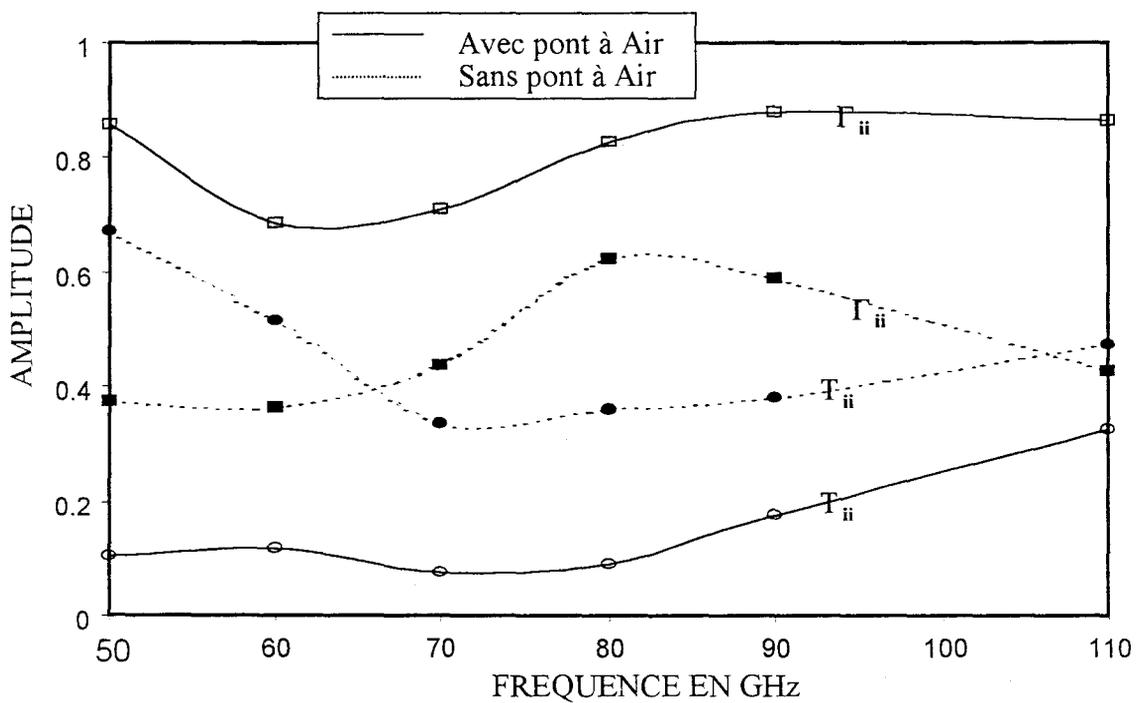
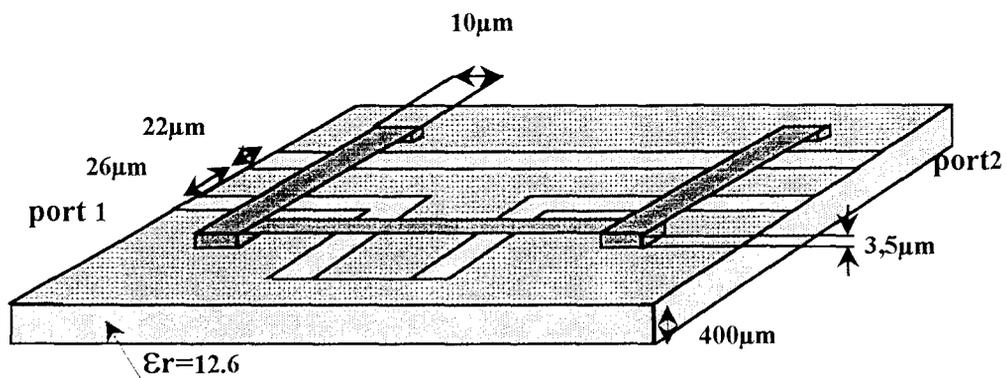


Figure IV-14 : Evolution fréquentielle du module des paramètres S en fonction de la fréquence pour le mode fente, de la discontinuité asymétrique CPW (stub coplanaire) .

IV-5-4 Estimation des performances des ponts à air en bande W :

Nous illustrons nos travaux par l'étude de la structure présentée figures IV-13,14,15, Il s'agit d'un stub coplanaire de longueur 150 μm . Les dimensions des ponts à air correspondent à la technologie mise en œuvre au laboratoire.

Les critères de convergence de la méthode numérique ont été vérifiés et respectés. Nous avons simulé cette discontinuité avec et sans ponts à air afin de vérifier et visualiser le filtrage du mode fente.

Les évolutions des coefficients de réflexion et de transmission associés au mode coplanaire sont en accord avec le caractère filtrant du dispositif étudié (figure IV-13).

Sans ponts à air, le coefficient de transmission, T_{pp} , se dégrade aux fréquences les plus élevées tandis que le coefficient de réflexion croît. Il est permis d'imaginer que ce comportement est à associé avec une conversion de mode plus prononcée à ces fréquences. Cela se confirme en visualisant les graphes des termes T_{pi} et Γ_{pi} (figure IV-13).

Sur cette même figure, nous pouvons apprécier l'efficacité des ponts à air, puisqu'une diminution des phénomènes de couplage et conversion entre modes proche de 80% est obtenue en fin de gamme. Ce résultat peut être qualifié d'acceptable.

Nous présentons à titre d'illustration, les évolutions des coefficients de réflexion et de transmission du mode fente au niveau de la figure IV-14. Le coefficient de réflexion présente une valeur proche de 1 en module dans toute la gamme de fréquence. Ce résultat démontre à nouveau l'efficacité des ponts à air qui forment effectivement un court-circuit pour le mode fente à proximité de la discontinuité. La transmission naturellement difficile de ce mode explique alors la faible valeur du coefficient T_{ii} .

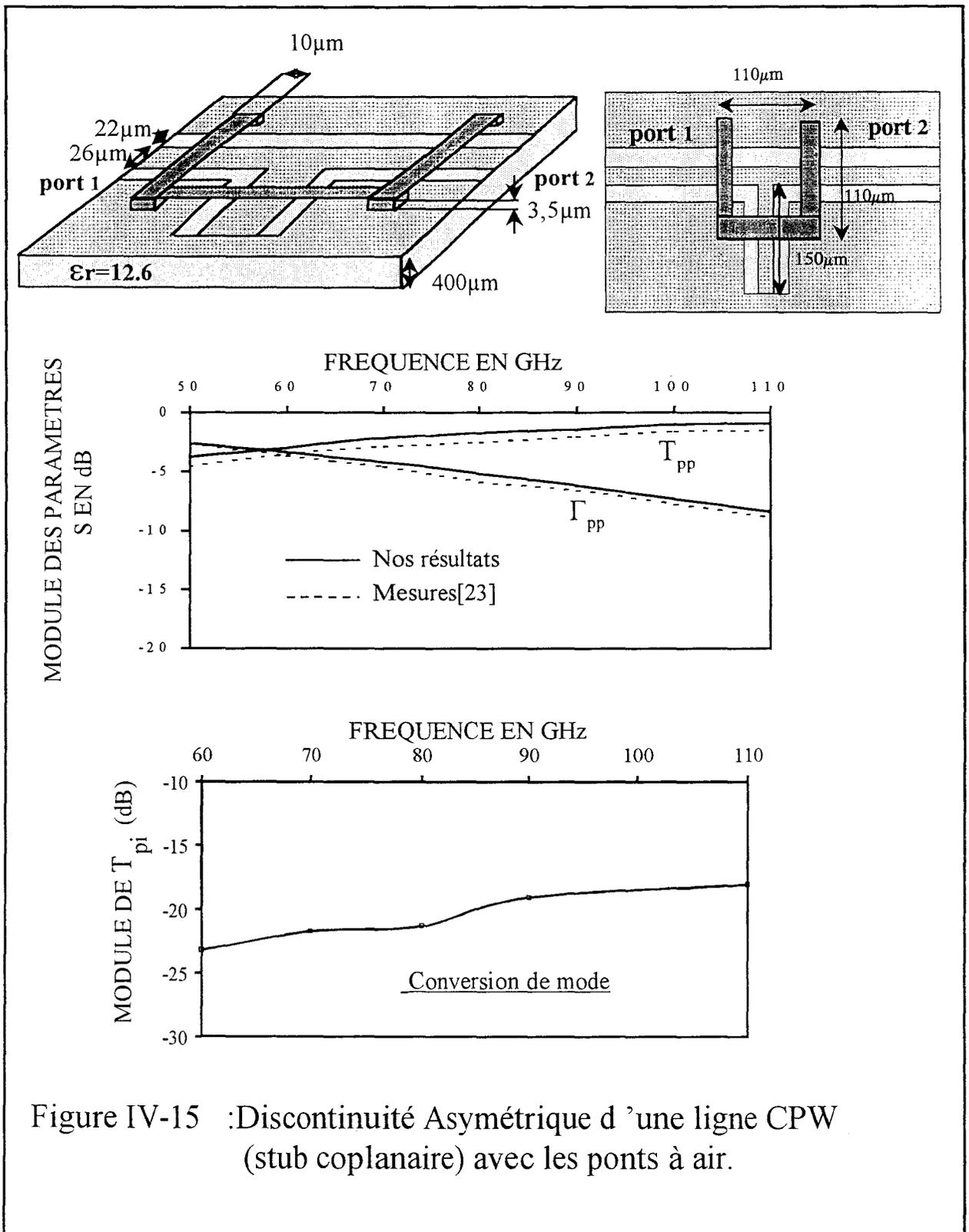


Figure IV-15 : Discontinuité Asymétrique d'une ligne CPW (stub coplanaire) avec les ponts à air.

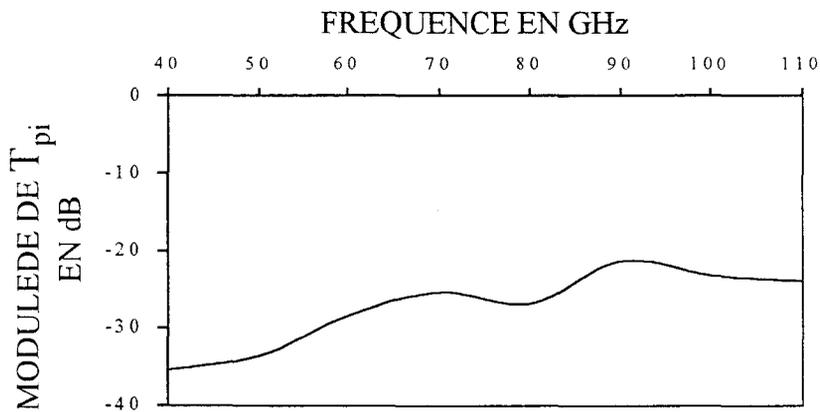
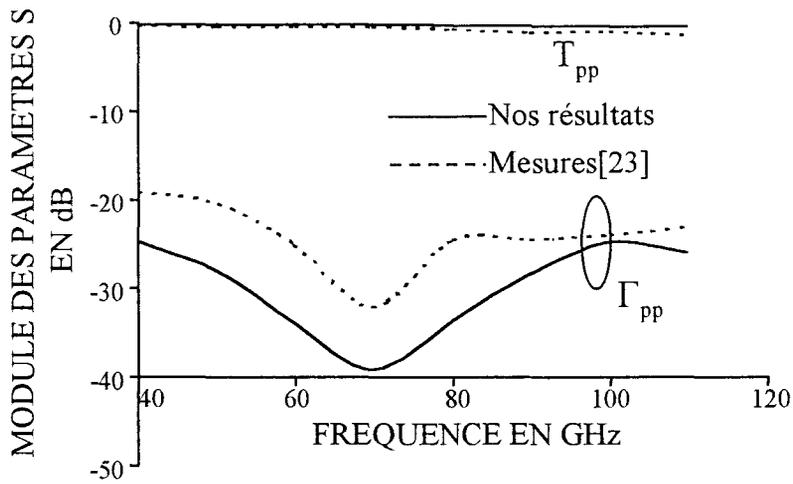
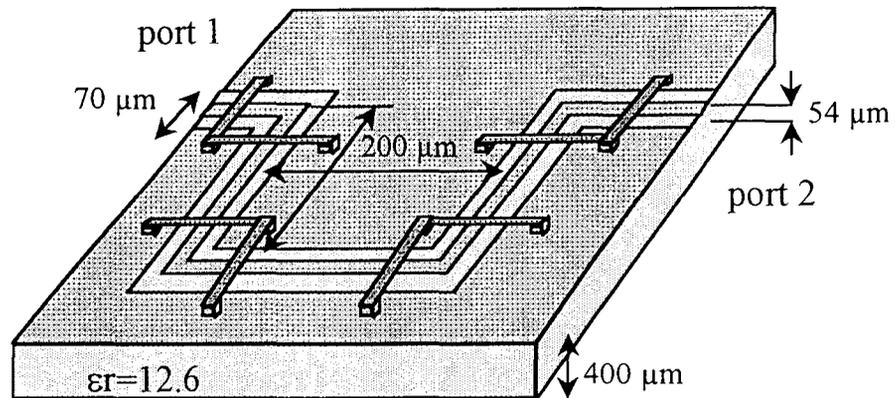


Figure IV-16 : Variation des paramètres S de la discontinuité coplanaire asymétrique (code coplanaire) avec les pont à air.

La figure IV-15 résume la confrontation de nos résultats avec la mesure[23]. Nous ne pouvons évidemment comparer que les paramètres S associés au mode coplanaire puisque la mesure a été effectuée, par l'équipe « composants faible bruit microondes » de l'IEMN, avec un dispositif de pointes coplanaires. Cette confrontation théorie - expérience est très concluante étant donné la similitude affichée des résultats.

Nous présentons figure IV-16 un autre exemple de discontinuité étudiée. Cette topologie, plus complexe, représente une ligne à méandre coplanaire. Huit ponts à air ont été placés afin de filtrer le mode fente.

Nos résultats sont à nouveau très proches des valeurs mesurées. Un écart significatif semble toutefois apparaître entre les valeurs mesurées et simulées du coefficient de réflexion. En réalité, la détermination de ce terme est très sensible aux incertitudes numériques car il exhibe une valeur assez faible. La détermination expérimentale de Γ_{pp} est, par ailleurs, également plus vulnérable aux incertitudes de mesure.

L'information essentielle doit être recueillie en examinant l'évolution et la valeur du coefficient T_{pi} symbolisant la conversion de mode (figure IV-16). Nous constatons à nouveau toute l'efficacité des ponts à air à filtrer le mode fente, et ce, dans toute la bande de fréquence étudiée.

IV-6 Conclusion et perspectives de l'étude :

Il convient à présent de conclure et dégager les perspectives de nos travaux concernant l'étude des discontinuités coplanaires en bande W.

Après s'être assuré de l'efficacité de notre simulateur électromagnétique, nous avons estimé la faculté des ponts à air à filtrer le mode fente en bande V et W. Les dimensions nous étaient imposées

par la technologie développée à l'IEMN. Nos résultats ont démontrés que cette fonction filtrante était correctement remplie. Compte tenu des valeurs obtenues, nous n'avons pas recherché, dans l'immédiat, si il existait une configuration optimale des dispositifs filtrants. Cette lacune, si elle en est vraiment une, se doit d'être comblée, elle constitue l'essentiel des perceptives immédiates de ce travail. Cette phase d'optimisation ne pourra s'effectuer qu'en étroite collaboration avec les technologues afin que ceux-ci nous précisent les limites imposées par les contraintes de la technologie employée afin de confectionner les ponts à air.

Bibliographie du quatrième chapitre

Bibliographie du chapitreIV

[1] **BORET. SAMUEL.**

« Etude théorique et expérimentale de lignes coplanaires pour circuit intégré monolithique en bande W. »

D.E.A. Electronique de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, juillet 1995.

[2] **VIRGINIE. HOEL.**

« Conception, réalisation et caractérisation de transistors à effet de champ à hétérojonction sur substrat d'InP pour circuits intégrés coplanaires en bandes V et W. »

Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, décembre 1998.

[3] **M. D. WU, S. M. DENG, R. B. WU, P. HSU.**

« Full-Wave Characterization of the Mode Conversion in a Coplanar Waveguide Right-Angled Bend . »

IEEE Trans On MTT, vol. 43, no. 11, pp.2532-2538, november 1995.

[4] **R. W. JACKSON.**

« Mode Conversion at Discontinuities in Finite-Width Conductor-Backed Coplanar Waveguide. »

IEEE Trans On MTT, vol. 37, no. 10, pp.1582-1589, october 1989.

[5] **L. KADRI, PH. PANNIER, C. SEGUINOT, P. KENNIS, F. HURET.**

« A Modified Matrix Pencil Moment Method for Multimode Waveguide Discontinuities Analysis. »

1998 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest, pp. 885-889.

- [6] **R. W. JACKSON.**
 «Mode Conversion at Discontinuities in Finite-Width Conductor-Backed Coplanar Waveguide.»
 IEEE Trans On MTT, vol. 37, no. 10, pp.1582-1589, october 1989.
- [7] **C. SEGUINOT, PH. PANNIER, F. HURET, J. F. LEGIER, P. KENNIS.**
 « Multimode TRL Calibration Technique for Multiconductor Networks Characterization. »
 27 th EuMC Proc, Jerusalem, 8-12 September 1997.
- [8] **C. SEGUINOT, F. HURET, E. PALENCZNY, J. F. LEGIER , P. KENNIS.**
 « A simple reciprocity normalization procedure for the derivation of scattering parameters
 using electromagnetic simulations. »
 Microwave and Optical technological letters vol .21, no. 1, pp. 69-72, avril 1999.
- [9] **C.DELABIE**
 « Elaboration d'un simulateur de dispositifs planaires microondes .Application à la
 caractérisation de matériaux supraconducteurs. »
 Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, septembre 1994.
- [10] **Ph. Pannier**
 « Optimisation de méthodes de formulations intégrales pour l'analyse
 électromagnétique, en régime forcé, de discontinuités entre lignes de propagation
 multimodale. »
 Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, septembre 1997.
- [11] **L. KADRI, PH. PANNIER, F. HURET, P. KENNIS.**
 « Analyse Electromagnétique de Discontinuités Asymétrique entre Lignes de Propagation
 Multimodale. »
 Onzièmes Journées Nationales Microondes Arcachon 5-6-7 Mai 1999.

- [12] **HURET. FABRICE.**
 « Etude comparative de l'approche dans le domaine spectral et de la méthode des équations intégrales singuliers pour la simulation des lignes planaires en technologie monolithique microonde. »
 Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, décembre 1991
- [13] **TATSUO. ITOH.**
 « Spectral Domain Immitance Approach for Dispersion Characteristics of Generalized Printed Transmission Lines. »
 IEEE Trans On MTT, vol. 28, no. 7, pp.733-736, july 1980.
- [14] **H. JIN, R. VAHLDIECK.**
 « Full-Wave Analysis of Coplanar Waveguide Discontinuities Using the Frequency Domain TLM Methode. »
 IEEE Trans On MTT, vol. 41, no.9, pp.1538-1541, September 1993.
- [15] **A. A. OMAR, Y. L. CHOW.**
 « A Solution of Coplanar Waveguide with Air-bridges Using Complex Imagres. »
 IEEE Trans On MTT, vol. 40, no.11, pp.2070-2077, november 1992.
- [16] **S. VISAN, O. PICON, V. F. HANNA.**
 « 3D characterization of Air Bridges and Via Holes in Conductor-Backed Coplanar Waveguides for MMIC Applications. »
 1993 IEEE MTT-S Digest, pp . 709-712.
- [17] **M. RITTWEGER, M. ABDO, I. WOLFF.**
 « Full-wave analysis of coplanar discontinuities considering three dimensional bond wires.»
 1991 IEEE MTT-S Digest, pp . 465-468.
- [18] **K. BEILENHOF, W. HEINRICH, H. L. HARTNAGEL.**
 « The scattering behavior of air bridges in coplanar MMICs. »
 21 st European Microwave Conf. Proc, 1991, pp. 1131-1135.

- [19] **AMJAD. A. OMAR, Y. LEONARD. CHOW.**
« A Versatile Moment Method Solution of the Conventional and Modified Coplanar Waveguide T-Junctions. »
IEEE Trans On MTT, vol. 41, no.4, pp.687-692, april 1993.
- [20] **W. H. HAYDL, W. HEINRICH, R. BOSCH, M. SCHLECHTWEG, P. TASKER, J. BRAUNTEIN.**
« Design Data for Millimeter Wave Coplanar Circuit. »
Proc. 23 rd European Microwave conf. (Madrid, Spain), pp. 223-228, September 1993.
- [21] **T. BECKS, I. WOLFF.**
« Full-Wave Analysis of Various Coplanar Bends and T-Junctions with Respect to Different Types of Air-Bridges. »
1993 IEEE MTT-S Digest pp. 697-700.
- [22] **H. JIN, R. VAHLDIECK.**
« The frequency-Domain Transmission Line Matrix Method- A New Concept. »
IEEE Trans On MTT, vol. 40, no.12, pp.2207-2218, december 1992.
- [23] **BORET SAMUEL.**
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille. « thèse à paraître »

Conclusion générale

CONCLUSION GENERALE

Un des axes de recherches de l'Equipe Electromagnétisme des Circuits, est la mise au point de codes de calcul, permettant la modélisation électromagnétique de structures complexes micro-ondes et millimétriques.

Dans ce contexte, le travail qui m'a été confié consistait à développer, optimiser, valider et appliquer un simulateur électromagnétique basé sur une formulation d'Equations Intégrales.

L'objectif clairement affiché consistait à étudier le comportement de discontinuités entre lignes coplanaires aux très hautes fréquences, puisque les bandes V et W sont concernées. De nombreuses applications dans le domaine des télécommunications sont d'ores et déjà envisagées à ces fréquences.

Ainsi, une technologie uniplanaire a été mise en œuvre à l'IEMN par l'équipe « composants faible bruit micro-ondes ». Compte tenu du caractère innovant de cette technologie, il nous a semblé capital, à ces fréquences, d'étudier et de vérifier l'efficacité des filtres de modes que sont les ponts à air. Cette étude ne peut être, comme nous l'avons déjà souligné, que théorique. En effet, la mesure du mode fente n'est guère possible avec les dispositifs de caractérisation expérimentale sous pointes, celles-ci court-circuitant naturellement ce mode. Ce constat nous a conduit à mettre en œuvre une approche théorique originale apte à prendre en compte une propagation multimodale aux niveaux des différents accès de la discontinuité.

Les études menées dans le cadre de ma thèse d'université s'inscrivent dans la continuité des travaux réalisés antérieurement au sein de l'Equipe Electromagnétisme des Circuits de l'IEMN. En suivant une démarche logique, nous avons résumé dans un premier chapitre ces travaux, essentiellement menés par Messieurs Delabie, Carpentier et Pannier, dans le cadre de leur thèse d'Université.

Une partie essentielle de notre tâche a consisté à créer un logiciel 3D apte à prendre en compte les métallisations verticales nécessaires à la description des ponts à air. Compte tenu de l'ampleur de

l'ouvrage, nous avons souhaité résumer les différentes phases de la construction de cet outil dans deux chapitres.

Ainsi le deuxième chapitre de ce manuscrit est consacré au développement et à la validation d'un outil de simulation où les métallisations horizontales peuvent s'étendre sur plusieurs niveaux du substrat.

Nous exposons dans le troisième chapitre les développements théoriques que nous avons du mettre en œuvre afin de prendre en compte la composante verticale des métallisations. Cette phase a également été validée en comparant nos résultats avec ceux disponibles dans la littérature.

En possession d'un outil performant nous avons entrepris, dans un quatrième et dernier chapitre, l'étude de discontinuités asymétriques entre lignes coplanaires en bande V et W.

Une propagation multimodale sur les différents accès nous a poussé à développer une Terminaison Adaptée Numérique Multimode, contribuant efficacement à l'optimisation du simulateur électromagnétique.

Les résultats issus de la simulation nous ont permis de valider la technologie mise en œuvre à l'IEMN. En effet, nous avons démontré que le mode fente, même si il est toujours présent, est considérablement filtré par les ponts à air.

En ce qui concerne le comportement des transitions vis à vis du mode coplanaire, nos résultats ont été validés par la mesure. Nous avons pour cela, bénéficié du savoir faire de l'équipe « composants faible bruit micro-ondes » de l'IEMN.

Au terme de notre exposé, il convient de dresser les perspectives de nos travaux.

Nous ne reprendrons pas ici, les perspectives à très court terme présentées à la fin du quatrième chapitre.

A moyen terme, nous envisageons de compléter les potentialités de notre code numérique en incorporant la prise en compte d'éléments passifs et actifs localisés. Cette stratégie, qualifiée généralement « d'analyse globale » doit permettre d'analyser des circuits comportant des éléments

localisés et distribués. Cela suppose que soit définie, puis validée avec minutie, une interface entre les domaines de Maxwell et de Kirchoff.

Dans le domaine des applications, nous envisageons d'utiliser les phénomènes de conversion et couplage entre modes afin de procéder à la caractérisation de matériaux anisotropes tels que les cristaux liquides. Il s'agit de déterminer les propriétés électriques des matériaux par comparaisons des résultats issus d'une procédure de caractérisation expérimentale et ceux obtenus par le simulateur électromagnétique.

Bibliographie personnelle

TRAVAUX, PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS

Publications écrites dans des revues internationales avec comité de lecture

- [1] Microwave and Optical Technology letters. Volume 10 / Number 6. December 20 1995.
Full Wave Spectral Domain Analysis of Coplanar Discontinuities Using Numerical Matched Loads.
Ph. Pannier, L. Kadri, J.F. Carpentier, F. Huret, P. Kennis.
- [2] Microwave and Optical Technology letters. Publiée en Aout 97.
Efficient Implementation of the Numerically Matched Loads into the 3D Spectral Domain Analysis using Triangular Subdomain Functions.
Ph. Pannier, L. Kadri, J.F. Carpentier, F. Huret, P. Kennis.
- [3] Microwave and Optical Technology letters. December 20 1997.
Full Wave Analysis of Asymmetric CPW-Microstrip overlap Transitions for MMIC Interconnects And packaging.
L. Kadri, Ph. Pannier, F. Huret, P. Kennis.
- [4] Microwave and Optical Technology letters. Publiée en janvier 1998.
Mode Conversion at Discontinuities in a Microstrip Coupled Lines Waveguide.
Ph. Pannier, L. Kadri, E. Paleczny, F. Huret, P. Kennis.
- [5] Publication acceptée : soumise aux comités de lecture en février 1998 IEEE MTT
Accurate and Efficient Numerical Method for the Analysis of Multimode Waveguide Discontinuities
Ph. Pannier, L. Kadri, C. Seguinot, P. Kennis, F. Huret

Publications dans des colloques internationaux et nationaux avec actes :

- [6] *Neuvièmes Journées Nationales Microondes PARIS CNAM 4-5-6 Avril 1995 :*
Modélisation de Terminaisons Adaptées Numériques Très Large Bande pour la Simulation de Circuits Planaires par la Méthodes des Moments.
C. Delabie, F. Huret, L. Kadri, Ph. Pannier, P. Kennis

- [7] 1996 URSI Radio Science Meeting, LILLE, Septembre 1996
Full Wave Electromagnetic Analysis of Coplanar Waveguide Transitions.
L. Kadri, Ph. Pannier, J.F. Carpentier, P. Kennis, F. Huret.
- [8] Dixièmes Journées Nationales Microondes ST MALO 20-21-22.Mai 1997 :
Modélisation 3D de circuits intégrés micro-ondes de topologie mixte microruban-coplanaire
L. Kadri, J.F. Carpentier, F. Huret. P. Kennis.
- [9] 27th European Microwave Conference JERUSALEM, ISRAEL. September 8-12, 1997
An Extension of the NML simulation to the 3D Spectral Domain Analysis using Triangular Subdomain Functions.
Ph. Pannier, L. Kadri, L.B. Kenmei, F. Huret, P. Kennis.
- [10] 27th European Microwave Conference JERUSALEM, ISRAEL. September 8-12, 1997
Scattering Parameters and Mode Conversion in Asymmetric CPW-Microstrip Overlap Transitions.
L. Kadri, Ph. Pannier, F. Huret, E. Paleczny, P. Kennis.
- [11] 5ème Journées de Caractérisation Microonde et Matériaux Le Touquet :13-15 Mai 1998
Influence de la permittivité du substrat diélectrique sur le couplage parasite Dans les circuits intégrés microondes
L. Kadri, F. Huret, B. Spingart, C. Seguinot, C. Legrand, P. Kennis
- [12] Progress in Electromagnetic Research Symposium July 13-17, 1998 Nantes, FRANCE
Full Wave Analysis of Multimode Waveguide Discontinuities.
L. Kadri, Ph. Pannier, M. Arif, C. Seguinot, P. Kennis, F. Huret.
- [13] 1998 IEEE MTT-S International Microwave Symposium, Baltimore, Maryland.
 June 7-12, 1998
A Modified Matrix Pencil Moment Method of Multimode Waveguide Discontinuities Analysis
L. Kadri, Ph. Pannier, S. Seguinot, P. Kennis, F. Huret
- [14] 28th European Microwave Conference AMSTERDAM . 5-9 Octobre, 1998
Modeling of Passive Coplanar Elements for W-Band ICS, experimental verification up to 110GHz and Parasitic Mode Coupling study.
S. Boret, L. Kadri, F. Huret, H. Happy, G. Dambrine, A. Cappy, P. Kennis, E. Rius.

- [15] Journées Nationales Microondes ARCACHON du 5 au 7 Mai 1999 :
Analyse électromagnétique de discontinuités asymétriques entre lignes de propagation multimodale
L. Kadri, P. Pannier, F. Huret, P. Kennis.
- [16] Journées Nationales Microondes ARCACHON du 5 au 7 Mai 1999 :
Etude comparative de la méthode de Prony et de la méthode « GPOF » pour la simulation de circuits intégrés micro-ondes.
P. Pannier, L. Kadri, C. Seguinot, P. Kennis, F. Huret.
- [17] Journées Nationales Microondes ARCACHON du 5 au 7 Mai 1999 :
La ligne coplanaire suspendue. Un nouveau support de propagation pour des applications en gamme millimétrique et submillimétrique.
L.B. Kenmei, L. Kadri, F. Huret, E. Paleczny, J.F. Legier, P. Kennis.
- [18] 1999 URSI Radio Science Meeting, University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada, August 13-21, 1999
A Fast and Efficient Solver to verify the undesirable modes suppression in MMIC'S.
F. Huret, L. Kadri, E. Paleczny, P. Kennis.

