UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

DÉVELOPPEMENT D'UNE TECHNIQUE DE CARACTÉRISATION DES ANTENNES À OUVERTURE BASÉE SUR DES MESURES EN CHAMP PROCHE : MÉTHODE DES COURANTS ÉLECTRIQUES BIDIMENSIONNELS ÉQUIVALENTS

RACHID ABOU ELASOUED

DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE ET DE GÉNIE INFORMATIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES (M.Sc.A)
(GÉNIE ÉLECTRIQUE)
JUIN 2004

© Rachid ABOU ELASOUED, 2004.

Library and Archives Canada

Published Heritage Branch

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque et Archives Canada

Direction du Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence
ISBN: 0-612-97917-2
Our file Notre référence
ISBN: 0-612-97917-2

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

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

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

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

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

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

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

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

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

DÉVELOPPEMENT D'UNE TECHNIQUE DE CARACTÉRISATION DES ANTENNES À OUVERTURE BASÉE SUR DES MESURES EN CHAMP PROCHE : MÉTHODE DES COURANTS ÉLECTRIQUES BIDIMENSIONNELS ÉQUIVALENTS

Présenté par : ABOU ELASOUED Rachid

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

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

M. GOUSSARD Yves, PH.D., président

M. LAURIN Jean-Jacques, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. AKYEL Cevdet, Ph..D., membre

À mes parents, le Québec et le Maroc, Merci pour tout.

REMERCIEMENTS

Je remercie mon directeur Jean-Jacques Laurin pour ses précieux conseils, ses discussions pertinentes, et son soutien pédagogique et financier.

Je remercie également les techniciens de Poly-Grames en particulier Jules Gauthier et Roch Brassard pour leur soutien technique.

Merci aussi à tous mes collègues étudiants pour leurs sympathies et leurs conversations intéressantes.

Finalement, je tiens à remercier mes parents pour leur soutien pendant mes années d'étude.

RÉSUMÉ

Le présent mémoire de Maîtrise résume les travaux réalisés dans le but de concevoir des sondes électriques miniatures à large bande et d'améliorer une technique de modélisation des champs électromagnétiques émis par une ouverture rayonnante.

Un modèle de transition différentielle spirale à deux niveaux a été adopté afin de réaliser la première sonde miniature à large bande. Étant donné les dimensions réduites du circuit, il était impossible de le fabriquer en utilisant la technique de circuit imprimé disponible au laboratoire (MIC). Néanmoins, le modèle a été validé en réalisant une transition différentielle spirale dont la dimension est trois fois plus grande que celle de la transition simulée.

La transition différentielle spirale a été remplacée par des transitions différentielles planaires afin de contourner ce problème de fabrication. La première transition réalisée était celle de Marchand. Elle est constituée de deux sections de lignes couplées et sa bande de fonctionnement couvre de 500 MHz à 2.7 GHz. La réponse du circuit à basse fréquence a été améliorée et sa taille a été réduite de moitié en court-circuitant le quatrième port et en ajoutant une troisième section de lignes couplées. La nouvelle transition a alors été appelée transition court-circuitée. Des sondes à larges bandes ont alors été conçues à partir de ces transitions et des dipôles électriques fabriqués via des lignes de transmission blindées. Les sondes conçues ont ensuite été validées en prenant des mesures en champ proche sur un circuit de lignes coplanaires. Les résultats ont

démontré que ces sondes se caractérisent par un excellent rapport de rejet du mode commun et une très large bande.

Une fois que les sondes ont été validées, nous avons abordé la deuxième partie du projet qui consiste à développer une technique de caractérisation des antennes à ouverture en utilisant des mesures en champ proche. Cette technique appelée CEEB (courants électriques équivalents bidimensionnels) a été déduite à partir de l'ancienne méthode des courants magnétiques ou électriques équivalents (CME, CEE). La seule différence consiste à utiliser des fonctions courants surfaciques au lieu de dipôles magnétiques ou électriques filaires.

La technique CEEB peut être décrite selon les étapes suivantes : l'ouverture de l'antenne ou du guide onde est modélisée par un réseau de fonction de bases de courant de surface bidimensionnelles. Chaque fonction de base est pondérée par un coefficient inconnu. L'ouverture de l'antenne est balayée au moyen d'une sonde à faible distance et les variations du champ proche sont mesurées et enregistrées. À l'aide d'un modèle mathématique, le réseau des fonctions qui produisent les mêmes variations sera alors déterminé. Le champ lointain est donc calculé sur la base de ce modèle, au moyen des équations de champ lointain usuelles.

Cette technique a été développée et appliquée au calcul du champ lointain dans le plan E et H d'une antenne cornet. Les résultats des calculs et des mesures prises dans la chambre anéchoïde ont démontré une excellente concordance pour $-85° \leq \theta \leq 85°$. La performance de la technique CEEB a été comparée avec celle des anciennes techniques CEE ou CME. Les résultats obtenus de leurs applications sur l'antenne cornet ont alors

démontré que ces deux techniques sont inconvenables dans la caractérisation des antennes à ouvertures. Ceci est dû à la nature des dipôles qui modèlent l'ouverture du cornet.

Le présent mémoire est divisé de la manière suivante. Le premier chapitre consiste en un rappel sur la théorie des spirales planaires et des baluns Marchand. Le second chapitre présente les résultats de la conception de la transition spirale. Le troisième chapitre représente les résultats des simulations et des mesures des transitions Marchand et court-circuitées. Le quatrième chapitre illustre les résultats de validation des sondes conçues dans des mesures en champ proche. Le cinquième chapitre contient un résumé sur la théorie des techniques des courants magnétiques ou électriques équivalents (CME, CEE) ainsi que la dérivation de la nouvelle technique des courants équivalents bidimensionnels (CEEB). Enfin, le dernier chapitre décrit les résultats de l'application de la technique CEEB dans le calcul du champ lointain d'un cornet a 2.45 GHz ainsi que la comparaison de la performance de la technique CEEB par rapport aux anciennes techniques CME et CEE.

ABSTRACT

This Master's thesis presents the work carried out in the design of miniature broadband electrical probes and on improvement of a modelling technique of the electromagnetic field of a radiating aperture antenna using near-field measurements.

A model of spiral balun on two levels was adopted to produce a first miniature broadband electrical probe. Due to the small size of the spiral balun , it was impossible to manufacture it using the printed circuit technique available in our laboratory. Nevertheless, the model was validated with a scaled spiral balun whose dimension were three times larger than those of the structure of interest.

Two different planar baluns were realized in order to avoid the fabrication limitations encountered with the spiral balun. Both are based on the same principle. The Marchand balun includes coupled $\lambda/4$ lines. The response of this balun was improved at low frequencies and its area was reduced by half. The broadband electrical probes were designed using these baluns and a dipole with a shielded line. These balanced probes were then validated by taking the near-field measurements on a CPW transmission line. The results showed that the designed probes have an excellent common mode rejection ratio.

The second part of the thesis focuses on technique to characterize aperture antennas using near-field measurements and the method of equivalent currents. This technique called BEEC (Bidimensionnal Equivalent Electric Currents) was derived from EMC (Equivalent magnetic currents) or EEC (Equivalent Electrical Currents). The only

difference consists in the use of current patches instead of filamentary magnetic or electric current basis functions.

The BEEC technique can be described according to following steps: **1**. the aperture of the antenna is modeled by an array of the currents patches; **2**. each patch basis function is multiplied by an unknown coefficient; **3**. the antenna aperture is scanned with a Marchand probe at low height and the variation of the near-field is measured and recorded; the coefficients of the equivalent patch array model are found by solving an inverse problem, and **4**. the far-field pattern is calculated using the distribution of the equivalent patches currents.

This technique was developed and applied on a horn antenna at 2.45 GHz. The E-plane and H-plane patterns were determined and showed an excellent agreement with measured patterns for $-85 \leq \theta \leq 85°$. The BEEC was then compared with EMC and EEC. The results showed that these two later techniques are less accurate for large θ values. This is due to the nature of the basis functions which model the radiating aperture. The BEEC showed superior far-field performance with an inferior number of unknown coefficients used in the equivalent model.

This thesis is organized as follows. The first chapter is a brief overview in a recall of the spiral and planar baluns theory. The second chapter presents the results of the spiral balun design . The third chapter presents the simulations and measurements results of the Marchand and short balun. The fourth chapter illustrate the near-field validation of the designed probes. The fifth chapter contains a summary on the theory of the equivalent magnetic or electric current technique (EMC, EEC), as well as the

derivation of the new technique of the bidimensional equivalent electrical currents (BEEC). Finally, the last chapter describes the BEEC's results of the application to a horn antenna at 2.45 GHz, as well the BEEC's performance compared with EEC's and EMC's performance.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS.....v

RÉSUMÉ.....vi

ABSTRACT.....ix

TABLES DES MATIÈRES.....xii

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS.....xvii

LISTE DES SYMBOLES ET NOTATIONS.....xviii

LISTE DES TABLEAUX.....xx

LISTE DES FIGURES.....xxi

INTRODUCTION.....1

CHAPITRE 1: THEORIE DES TRANSITIONS DIFFERENTIELLES SPIRALES ET PLANAIRES.....7

1.1 Théorie des inductances spirales 7

1.2 Expressions approximatives de l'inductance de la spirale planaire...12

1.2.1 Formule de Wheeler.....14

1.2.2 Approximation de l'inductance basée sur la nappe du courant.....15

1.3 Réalisation des transformateurs monolithiques en spirales.....16

1.4 Théorie des transitions Marchand.....18

CHAPITRE 2 : CONCEPTION D'UNE TRANSITION DIFFERENTIELLE À LARGE BANDE.....23

2.1 Description de la transition différentielle spirale planaire.....24

2.2 Méthode et outils de simulation..... 26

2.2.1 Logiciels de Modélisation..... 27

2.2.2 Discussions concernant la simulation de la transition différentielle spirale.....27

2.3 Résultats de simulation de la transition différentielle spirale.....30

2.3.1 Nombre de tours de spirales.....30

2.3.2 Influence de la surface libre sur le niveau du couplage et du balancement du courant à la sortie du transformateur spiral.....35

2.4 Étude de l'effet du dipôle sur le balun.....36

2.5 Mesure du balancement de la transition différentielle spirale fabriquée.....41

CHAPITRE 3 : CONCEPTION DES TRANSITIONS DIFFERENTIELLES PLANAIRES A LARGE BANDE.....44

3.1 Description générale de la conception des transitions différentielles.....44

3.2 Résultas des simulations et des mesures des transitions différentielles planaires.....49

3.2.1 Niveau du balancement des transitions

différentielles.....49

3.2.2 Rejet du mode commun des transitions différentielles conçues.....53

3.2.3 Adaptation et Isolation des Ports de sortie des transitions différentielles planaires.....54

3.3 Conclusion.....58

CHAPITRE 4 : VALIDATION EXPERIMENTALE DES SONDES FABRIQUÉES.....59

4.1 Banc de mesures en champ proche.....59

4.2 Sondes de mesures en champ proche.....61

4.3 Système de mesures en champ proche.....63

4.4 Circuit de validation.....64

4.5 Résultats des validations.....65

4.5.1 Résultats de simulation du champ proche sur CPW.....65

4.5.2 Résultats des mesures du champ proche sur la ligne CPW...67

4.5.3 Comparaison entre les sondes conçues et une sonde commerciale active (P6330 Tektronix).....71

CHAPITRE 5 : TECHNIQUE DES COURANTS ÉLECTRIQUES ÉQUIVALENTS BIDIMENSIONNELS (CEEB).....74

5.1 Méthode des moments comme fondement de la technique de CEEB.....74

5.1.1 Équation intégrale.....74

5.1.2 Discrétisation de l'équation intégrale et solution avec la méthode des résidus pondérés.....76

5.2 Technique des courants équivalents électriques bidimensionnels (CEEB).....78

5.2.1 Monopole rectangulaires sinusoïdaux surfaciques.....79

5.2.2 Expression du champ dans la zone proche du monopôle surfacique.....80

5.2.3 Dérivation de la technique CEEB à partir de la méthode des moments.....81

5.3 Méthode de solution du problème inverse par décomposition en valeurs singulières.....85

5.4 Conclusion.....86

CHAPITRE 6 : CARACTÉRISATION D'UNE ANTENNE CORNET UTILISANT LA TECHNIQUE CEEB.....87

6.1 Description générale.....87

6.2 Application de la technique CEEB sur une antenne cornet à 2.45 GHz.....91

6.2.1 Étude de convergence de la technique CEEB dans le cas monodimensionnel.....92

6.2.2 Étude de la convergence de la technique CEEB dans le cas bidimensionnel.....95

6.2.3 Calcul du champ lointain à partir de la technique CEEB....99

6.3 Étude comparative entre la technique CEEB, CEE et CME.....100

CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS.....109

RÉFÉRENCES.....113

ANNEXE.....116

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

MIC : Microwave Imprited Circuit

CME : Courants Magnétiques Équivalents

CEE : Courants Électriques Équivalents

CEEB : Courants Électriques Équivalents Bidimensionnels

AUT : Antenne sous test

SVD : Singular Value Decomposition

Slot : Logiciel qui permet le calcul des courants magnétiques et du champ lointain

GMD : Distance géométrique moyenne

MOV : Programme qui permet le calcul du champ proche

CMRR : Rapport du rejet du mode commun

CPW : Ligne coplanaire court-circuitée

VFRR : Rapport de rejet de la composante normale du champ électrique

ERRQ : Erreur relative quadratique

LISTES DES SYMPOLES ET NOTATIONS

R_s : Résistance en série

ρ : Résistante DC de la spirale

t : Épaisseur du micro-ruban

l : Longueur totale de la spirale

w : Largeur de la ligne micro-ruban

δ : Effet de peau

N : Nombre de tours de la spirale

$t_{oxM1\text{-}M2}$: Épaisseur de l'oxyde entre la spirale et le substrat

C_{sub} : Conductance du substrat par unité de surface

G_{sub} : Conductance du substrat par unité de surface

d_{in} : Diamètre intérieur de la spirale

d_{out} : Diamètre extérieur de la spirale

L_{mw} : Inductance d'une spirale planaire

ρ : Facteur de remplissage

M : Inductance mutuelle

C : Coefficient de couplage

β : Constante de propagation

S_{ij} : Paramètres de dispersion

V_1 : Tension mesurée aux bornes de la sonde

E^{inc} : Champ incident

J^t : Distribution du courant électrique

$I^t(0)$: Courant d'alimentation lorsque le dipôle opère en mode de transmission

$Z_{p/p}$: Impédance du dipôle

K(r,r') : Fonction de Green

R : Somme résiduelle

$f(z,z_n)$: Fonctions de base

I_n : Coefficients de courants

W_m : Fonctions de pondération

μ : Perméabilité du milieu

ε : Permittivité du milieu

J_s : Distribution des courant Surfaciques

η : Impédance intrinsèque

R_{ni} : Distance du coin du monopôle au point d'observation

$Z_{e/e}$: Matrice d'interaction entre les dipôles électriques

$Z_{s/s}$: Impédance propre de la sonde

$Z_{e/s}$: Vecteur de couplage entre les dipôles électriques et la sonde

L : Longueur du dipôle électrique

λ : Longueur d'onde

LISTE DES TABLEAUX

1.1 Coefficients de la formule Wheeler.....13

1.2 Coefficients de la formule de l'inductance basée sur les nappes de courant.....14

LISTE DES FIGURES

1.1 Modèle physique et électrique d'une inductance spirale imprimée sur le Silicium.....9

1.2 Plan de masse modifié par des fentes perpendiculaires à la spirale.....11

1.3 Spirale planaire carrée.....12

1.4 Spirale planaire hexagonale.....13

1.5 Spirale planaire octagonale.....13

1.6 Transformateur à deux niveaux déplacés latéralement.....17

1.7 Schéma fonctionnel d'un transformateur symétrique de Marchand représenté par deux coupleurs identiques 21

2.1 Modèle électrique équivalent de la transition différentielle spirale..... 24

2.2 Perspective supérieure de la transition différentielle spirale..... 25

2.3 Perspective inférieure de la transition différentielle spirale.....25

2.4 Transition différentielle spirale.....26

2.5 Modélisation d'une sortie de courant balancée.....29

2.6 Conversion géométrique d'une structure planaire (a) à une structure filaire (b).....30

2.7 Amplitude des courants simulés aux sorties du transformateur spirale à 1 tour.....32

2.8 Phase des courants simulés aux sorties du transformateur spirale à 1 tour.....32

2.9 Amplitude des courants simulés aux sorties du transformateur spirale à 2 tours.....33

2.10 Phase des courants simulés aux sorties du transformateur spirale à 2 tours.....33

2.11 Amplitude des courants simulés aux sorties du transformateur spirale à 3 tours.....34

2.12 Phase des courants simulés aux sorties du transformateur spirale à 3 tours.....34

2.13 Amplitude des courants simulés aux sorties du transformateur spirale à 2 tours dont les dimensions physiques sont doublées par rapport au cas de la figure 2.9.....35

2.14 Phase des courants simulés aux sorties du transformateur spirale à 2 tours dont les dimensions physiques sont doublées par rapport au cas de la figure 2.10.....36

2.15 Simulation des mesures en champ proche sur un réseau de cinq antennes prises par la sonde idéale (a), et par la sonde spirale (b).....37

2.16 Tensions normalisées et sondées par une sonde spirale et idéale sur cinq dipôles électriques à 200 MHz 38

2.17 Phase des tensions sondées par une sonde spirale et idéale sur cinq dipôles électriques à 200 MHz.....38

2.18 Tensions normalisées et sondées par une sonde spirale et idéale sur cinq dipôles électriques à 3 GHz 39

2.19 Phase des tensions sondées par une sonde spirale et idéale sur cinq dipôles électriques à 3 GHz.....39

2.20 Simulation des mesures en champ proche sur un réseau de cinq antennes prises par la sonde spirale avec un fil branché au ground du port d'entrée.....40

2.21 Tensions normalisées et sondées par une sonde spirale avec et sans fil supplémentaire sur cinq dipôles électriques à 2 GHz.....41

2.22 Résultats des mesures de l'amplitude des signaux aux sorties de la transition différentielle spirale.....42

2.23 Résultats des mesures du balancement de la phase aux sorties de la transition différentielle spirale.....43

3.1 Diagramme bloc de la transition différentielle Marchand.....46

3.2 Diagramme bloc de la transition différentielle court-circuitée.....46

3.3 Schéma de la transition différentielle Marchand fabriquée. (Largeur = 20 mm, longueur = 30 mm).....48

3.4 Schéma de la transition différentielle Marchand court-circuitée fabriquée. (Largeur =15 mm, longueur =15 mm).....49

3.5 Résultats des simulations et des mesures de l'amplitude des signaux aux sorties de la transition différentielle Marchand.....51

3.6 Résultats de simulation et des mesures de la différence des phases aux sorties de la transition Marchand.....51

3.7 Résultats de simulation et des mesures de l'amplitude des signaux aux sorties de la transition différentielle court-circuitée.....52

3.8 Résultats de simulation et des mesures de la différence des phases aux sorties de la transition court-circuitée.....52

3.9 Rapport du rejet du mode commun des transitions différentielles Marchand et court-circuitée.....54

3.10 Impédance d'entrée et de sortie des transitions différentielles.....56

3.11 Isolation et adaptation mesurées et simulées à des ports de 50 ohms de la transition différentielle Marchand.....57

3.12 Isolation et adaptation mesurées et simulées à des ports de 50 ohms de la transition différentielle court-circuitée.....57

3.13 Isolation calculée en présence des impédances très élevée aux sorties de la transition différentielle Marchand.....58

4.1 (a) Banc de mesure en champ proche fabriqué au laboratoire Poly-Grames. (b) Agrandissement de la sonde de mesure et du circuit testé.....60

4.2 Schéma du banc de mesure en champ proche permettant la prise et l'enregistrement des mesures.....60

4.3 Schéma de la sonde dipôle.....62

4.4 Photographie de la sonde dipôle avec les différentes transitions différentielles à large bande: (a) transition Court-circuitée (b) transition Marchand.....62

4.5 Ligne coplanaire court-circuitée CPW.....64

4.6-a Circuit de la simulation du champ proche de CPW effectué avec une sonde idéale a une distance de 16 mm suivant x, à valeur constante de y et à une hauteur de 5mm.....66

4.6-b Champ proche simulé à 1.9 GHz. Le balayage est effectué le long de l'axe X à une valeur constante de Y et à une hauteur de 5 mm au-dessus de la ligne CPW.....67

4.7 Champ proche simulé a 1.9 GHz. Le balayage a été effectué le long de l'axe X à une valeur constante de Y et à une hauteur de 5 mm.....67

4.8 Champ proche mesuré sur CPW à différentes fréquences. Les mesures sont prises le long de l'axe X à une valeur constante de Y (Sonde Marchand) et à une hauteur de 5 mm.....69

4.9 Champ proche mesuré sur CPW à différentes fréquences. Les mesures ont été prises le long de l'axe X à une valeur constante de Y et à une hauteur de 5 mm (Sonde court-circuitée).....70

4.10 Champ proche mesuré sur CPW à différentes fréquences. Les mesures ont été prises le long de l'axe X à une valeur constante de Y et à une hauteur de 5 mm (sonde spirale).....70

4.11 Modèle simplifié d'un amplificateur différentiel (Vcm représente la tension du mode commun et Vdm celle du mode différentiel).....71

4.12 Champ proche mesuré sur CPW ligne transmission à différentes fréquences. Les mesures sont prises le long de l'axe X à une valeur constante de Y et

à une hauteur de 5 mm (Sonde active).....72

5.1 Schéma d'une partie d'un fil conducteur dans l'espace libre.....77

5.2 Schéma d'un monopôle de surface rectangulaire.....80

5.3 Circuit électrique équivalent de la sonde dipôle avec une charge.....83

6.1 Schéma des mesures en champ proche d'un cornet à une hauteur h.....88

6.2 Champ proche mesuré sur une surface de 16×16 cm à une hauteur de λ/4 au dessus du cornet.....89

6.3 Schéma du dispositif de mesure en champ lointain.....90

6.4 Schéma explicatif de la technique CEEB appliquée sur une antenne cornet.....92

6.5 Schéma de transformation du problème 2D à un problème 1D.....93

6.6 Erreur quadratique relative entre le champ mesuré et reconstruit sur un dipôle λ.....94

6.7 Champ proche reconstruit et mesuré sur une longueur de 1.33 λ suivant l'axe x et à une hauteur de λ/4 au dessus du cornet.....95

6.8 Erreur quadratique relative entre le champ proche E_x mesuré et celui reconstruit par la technique CEEB.....96

6.9 Amplitude du champ proche E_x du cornet obtenu sur une surface de 1.33 λ×1.33 λ à une hauteur de λ/4 (a) champ proche reconstruit via la technique CEEB utilisant 7×7 fonctions électriques bidimensionnelles et 24×24 points mesurés en champ proche (b) champ proche mesuré par la sonde.....97

6.10 Phase du champ proche E_x du cornet obtenu sur une surface de 1.33 λ×1.33 λ à une hauteur de λ/4 (a) champ proche reconstruit via la technique CEEB utilisant 7×7 fonctions électriques bidimensionnelles et 24×24 points mesurés en champ proche (b) champ proche mesuré par la sonde.....98

6.11 Comparaison entre le calcul et les mesures du champ lointain du cornet
(a) (ϕ=0),
(b) (ϕ=90 degrés)
Le calcul a été réalisé grâce à la technique CEEB. L'ouverture du cornet (1λ×1λ) a été modélisée par 7×7 fonctions électriques. 24×24 points de mesure du champ proche ont été obtenus sur une surface de 1.33λ×1.33λ à une hauteur de λ/4 du cornet.....100

6.12 Schéma de la modélisation de l'ouverture du cornet par des courants fonctions (CEEB), des dipôles électriques (CEE) ou des dipôles magnétiques (CME)...102

6.13 Comparaison entre le champ lointain du cornet obtenu par les trois techniques de calcul.....103

6.14 Amplitude du champ proche E_x du cornet obtenu sur une surface de1.33 λ×1.33 λ à une hauteur de λ/4 (a) champ proche reconstruit via la technique CME utilisant 7×7 fonctions électriques bidimensionnelles et 24×24 points mesurés en champ proche (b) champ proche mesuré par la sonde.....105

6.15 Phase du champ proche E_x du cornet obtenu sur une surface de 1.33 λ×1.33 λ à une hauteur de λ/4 (a) champ proche reconstruit via la technique CME utilisant 7×7 fonctions électriques bidimensionnelles et 24×24 points mesurés en champ proche (b) champ proche mesuré par la sonde.....106

6.16 Amplitude du champ proche E_x du cornet obtenu sur une surface de 1.33 λ×1.33 λ à une hauteur de λ/4 (a) champ proche reconstruit via la technique CEE utilisant 7×7 fonctions électriques bidimensionnelles et 24×24 points mesurés en champ proche (b) champ proche mesuré par la sonde.....107

6.17 Phase du champ proche E_x du cornet obtenu sur une surface de 1.33 λ×1.33 λ à une hauteur de λ/4 (a) champ proche reconstruit via la technique CEE utilisant 7×7 fonctions électriques bidimensionnelles et 24×24 points mesurés en champ proche (b) champ proche mesuré par la sonde.....108

A.1 Le champ lointain calculé par le technique CEEB en utilisant des mesures en champ proche prises à différentes hauteurs du Cornet.....120

INTRODUCTION

Depuis plusieurs années, les techniques de champ proche connaissent une évolution remarquable. Les premiers essais de mesures en champ proche ont été effectués dans les années 1950 [21]. En 1970, Joy et Paris [1] ont développé une technique utilisant la transformée de Fourier permettant de déterminer le champ lointain d'un corps rayonnant à partir des mesures en champ proche. En 1990, Petre et Sarkar [2] ont développé une nouvelle technique appelée courants électriques/magnétiques équivalents. Ces deux techniques font encore l'objet de nombreuses études.

Le champ proche est la partie des ondes électromagnétiques qui reste confinée au voisinage proche de la surface rayonnante de la structure testée. Elle permet d'avoir diverses informations sur la structure étudiée : la distribution des courants source sur la structure, le champ lointain d'une antenne et l'imagerie des matériaux constituant le corps rayonnant [22]. Les techniques des mesures en champ proche sont exploitées dans différents domaines : antennes, étude de la compatibilité électromagnétique des circuits électroniques (pollution électromagnétique), caractérisations des matériaux ou encore dans le domaine médical [23]. Plusieurs exemples d'applications peuvent alors être cités : la détermination du champ lointain d'une antenne sans qu'il soit nécessaire d'utiliser la chambre anéchoïde, calcul de la permittivité, de la perméabilité et de la conductivité des matériaux ...

Les mesures en champ proche s'effectuent grâce à un dispositif fabriqué à cet effet. Une composante cruciale dans ce montage est la sonde. Elle permet de sonder le champ électrique ou magnétique avoisinant aux circuits RF. Le champ proche est alors détecté comme étant proportionnel à la tension induite entre les bornes de la sonde. Cette tension est typiquement mesurée avec un analyseur de réseau sous forme d'un coefficient de transmission complexe. Cependant, le câble connectant la sonde à l'analyseur de réseau peut perturber le champ local, en plus de se coupler aux composantes de champ non désirées. Plusieurs solutions ont été proposées afin de résoudre ce problème. La première appelée ``Modulated scatterer`` est basée sur la modulation de l'impédance de l'élément sondant le champ proche grâce à un signal appliqué par un fil de haute résistivité invisible aux signaux radio-fréquence [3]. Une autre technique a récemment été appliquée en utilisant un modulateur électro-optique. À travers une fibre optique le signal optique modulé par le signal RF est récupéré [4]. L'avantage de cette technique est la faible perturbation du signal RF sondé par les fibres optiques. Cependant, l'utilisation de ces techniques de modulation souffre encore de la faible plage dynamique des systèmes à diffusion modulée. De plus, la mise en oeuvre des systèmes électro-optiques reste encore excessivement chère. Au cours de ce projet, nous avons proposé une solution moins coûteuse qui se caractérise par une plage dynamique importante. Le câble RF a été connecté à une sonde du champ E à travers une transition différentielle à large bande. La contribution des composantes de champ non désirées couplées au câble de la sonde sont ainsi rejetées et seule la composante désirée est récupérée.

Différentes transitions différentielles ont été conçues pour des applications en circuits micro-onde intégrés (MICs) [5]. La transition Marchand [6] est l'une de ces transitions. Son avantage est qu'elle possède une structure planaire et qu'elle est à large bande. La première partie de notre travail consiste à concevoir des transitions différentielles miniatures à large bande. La transition sous forme de transformateur avec bobines en spirales à deux niveaux constitue notre premier essai de conception. Plus la transition différentielle est petite, moins elle est exposée au champ proche et moins elle est couplée aux composantes de champ non désirées. L'avantage de la transition spirale est sa taille miniature et sa large bande. Le principe de fonctionnement de la transition différentielle spirale est basé sur le couplage magnétique entre des spirales superposées disposées de part et d'autre d'un substrat. Le bobinage de ces spirales a été effectué d'une manière permettant de transformer une entrée non balancée à une sortie balancée. Le seul inconvénient de cette transition est sa réalisation. En effet, vu la taille miniature d'un tel circuit, l'alignement des spirales superposées reste difficile à réaliser avec la technologie de fabrication utilisée (MIC). La deuxième version des transitions différentielles Marchand a été adoptée afin de contourner ce problème de fabrication. La transition Marchand est un circuit planaire de 4 ports dont le $4^{ième}$ port se termine par un circuit ouvert ou un court-circuit. Grâce à deux sections de lignes couplées $\lambda/4$, où λ est la longueur d'onde du mode différentiel à 2 GHz, la transition Marchand permet de transformer une entrée non balancée à une sortie balancée sur une bande de fréquence variant de 500 MHz à 2.7 GHz. La taille de la transition Marchand est réduite de moitié en remplaçant le circuit ouvert par un court-circuit et en ajoutant une autre section de

ligne couplée. Cette transition est appelée transition court-circuitée. Sa largeur de bande varie entre 500 MHz et 1.9 GHz. Les performances de ces types de transitions seront quantifiées par leur capacité à rejeter le mode commun lequel est une manifestation du couplage aux composantes de champ non désirées. Les sondes utilisées dans les mesures du champ proche sont constituées d'un dipôle très court électriquement ($< \lambda/10$ λ = longueur d'onde en espace libre) et des transitions différentielles conçues. Les deux critères de bon fonctionnement de ces sondes sont leur capacité à éliminer la composante normale du champ électrique et à améliorer leur sensibilité à la composante tangentielle. La validation de ces sondes sera effectuée via un circuit coplanaire (CPW) dont on connait au préalable les modes principaux. Une sonde sera valide lorsqu'elle détectera les composantes tangentielles du champ électrique qui sont maximales sur les fentes du CPW et nulles au milieu, et lorsqu'elle éliminera la composante normale qui est présentée au milieu du guide CPW. En outre, les performances des sondes passives fabriquées seront également comparées avec celles d'une sonde active différentielle commerciale.

La technique des courants magnétiques équivalents (CME) et celle des courants électriques équivalents (CEE) ont été développées afin de caractériser des circuits planaires dans le domaine de micro-onde. Les résultats obtenus par ces techniques ont démontré une excellente concordance entre les résultats des mesures de champ lointain et le champ lointain calculé à partir des mesures de champ proche [7]. Par contre, l'application de ces techniques sur des antennes à ouverture n'a pas été aussi répandue que son application sur les circuits planaires. Une des difficultés est que, la modélisation

de la distribution des courants surfaciques par des fonctions de base filamentaires génère des singularités dans le champ proche reconstruit. Dans ce mémoire nous avons contourné cette difficulté en remplaçant les dipôles filamentaires par des dipôles surfaciques.

La deuxième partie de ce projet sera focalisée sur la caractérisation des antennes à ouverture en utilisant la technique des courants équivalents bidimensionnels (CEEB). La technique CEEB offre plusieurs avantages par rapport aux autres méthodes. En effet, elle permet d'éliminer le problème d'échantillonnage et l'effet de fenêtrage inhérent aux mesures utilisant la méthode de la transformée de Fourier [7]. D'autre part, elle est plus précise dans la détermination du diagramme de rayonnement d'antennes à ouverture par rapport aux autres méthodes standard comme la méthode de la transformée de Fourier. Grâce à la CEEB, Il est également possible de déterminer la distribution surfacique équivalente des courants sur une structure rayonnante.

Les principaux objectifs de ce travail de maîtrise sont : (1) la conception des sondes miniatures à large bande qui se caractérisent par un grand rapport de rejet du mode commun, (2) le développement d'une technique de caractérisation des antennes à ouverture utilisant des mesures en champ proche (3) La comparaison de la performance de cette technique (CEEB) par rapport à celles des anciennes méthodes CME et CEE.

Ce mémoire est divisé en six chapitres. Le premier consiste en un rappel sur la théorie des spirales planaires et du balun Marchand. Le second chapitre présente les résultats de la conception de la transition spirale. Le troisième chapitre représente les résultats des simulations et des mesures de la transition Marchand et de la transition

court-circuitée. Le quatrième chapitre illustre le résultat des validations des sondes conçues dans des mesures en champ proche. Le cinquième chapitre contient un résumé sur la théorie des techniques courants magnétiques ou électriques équivalents (CME, CEE), ainsi que la dérivation de la nouvelle technique des courants équivalents bidimensionnels. Enfin, le dernier chapitre représente les résultats de l'application de la technique CEEB dans le calcul du champ lointain d'un cornet a 2.45 GHz, ainsi que la comparaison de la performance de la technique CEEB par rapport aux techniques CME et CEE.

CHAPITRE 1

THÉORIE DES TRANSITIONS DIFFÉRENTIELLES SPIRALES ET PLANAIRES

La taille de la transition différentielle constitue un paramètre important dans la conception des sondes à larges bandes. En effet, plus la taille du balun est réduite, moins il est exposé aux effets des couplages parasites. De plus, les diagnostics en champ proche des circuits à larges bandes nécessitent des sondes qui sont fonctionnelles également sur de larges bandes de fréquence. Ces types de sondes peuvent être conçus à partir des baluns à inductances spirales à deux niveaux.

Dans ce premier chapitre, une revue détaillée des études théoriques jusqu'alors menées sur les inductances spirales coplanaires sera présentée. L'importance de la relation entre le niveau du couplage et les paramètres physiques et géométriques pourra ainsi être mieux appréhendée. L'analyse théorique des autres types de transition se caractérisant par une large bande, telles que la transition Marchand et la transition court-circuitée, sera également présentée.

1.1 Théorie des inductances spirales

La premiere partie de notre travail consiste à concevoir des sondes miniatures électriques. Une sonde électrique est constituée d'une transition différentielle connectée à un dipôle électrique. La transition permet de rejeter le mode commun et conserver

uniquement le mode différentiel du signal induit aux bornes de la sonde. La taille de la transition reste un paramètre à réduire. Le modèle des transitions spirales a été adopté afin de réduire la taille du balun. Le fonctionnement de ce balun est basé sur le couplage mutuel magnétique entre les spirales localisées de part et d'autre d'un substrat isolant. Une étude théorique a été nécessaire afin de comprendre et évaluer le couplage parasite pouvant être ajouté par le substrat. Ce type de couplage devient plus important en utilisant la technologie des circuits intégrés silicium-RF qui permet d'avoir une résolution de l'ordre de 2 μm. Comme il sera démontré dans la suite, cette technique de fabrication serait une solution à exploiter afin de réaliser le modèle de la transition différentielle spirale qui sera proposé ultérieurement.

Caractérisation des effets du substrat sur l'inductance :

Le modèle physique représenté sur la figure 1.1 [8] représente une spirale ordinaire sur un substrat de Silicium. La branche série du modèle électrique équivalent est constitué de Ls, Rs et Cs. Ls représente l'inductance de la spirale qui peut être calculée précisément en utilisant la méthode de Greenhouse [9] ou approximativement grâce à une simple formule analytique qui sera présentée par la suite. Rs représente la résistance en série du métal, c'est à dire la perte d'énergie due à l'effet de peau dans les interconnections de la spirale, alors que, la capacité en série Cs consiste en la capacité du couplage entre le port d'entrée et celui de sortie de la spirale. L'effet du couplage capacitif entre les tours de spirale est négligeable devant celui du couplage entre les pattes des ports, car les tours adjacents formant la spirale sont approximativement au

même potentiel. Les effets parasites dans la branche parallèle s'expriment à travers les paramètres : Cox, Csi, et Rsi. Cox représente la capacité entre la spirale et le substrat relié à la couche de SiO_2. Csi représente la capacité du substrat de silicium tandis que Rsi caractérise sa résistance et donc l'énergie qu'il dissipe.

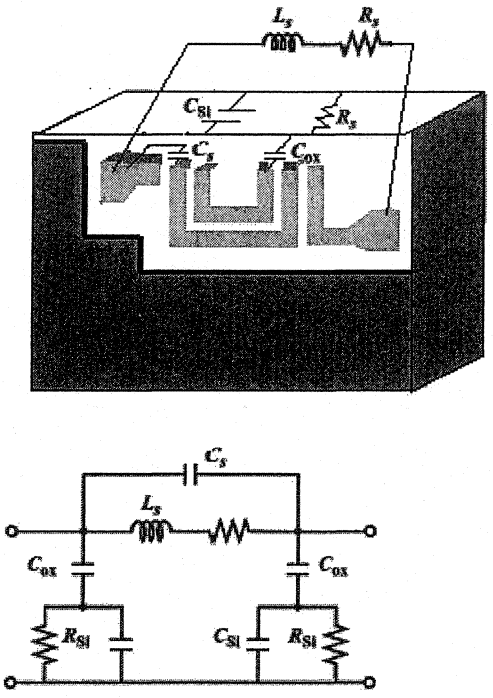


Figure 1.1: Modèles physique et électrique d'une inductance spirale imprimée sur le silicium [8].

Les valeurs des différents éléments de ce modèle peuvent s'exprimer en fonction des paramètres physiques selon les formules suivantes [10] :

$$R_s = \frac{\rho \times l}{\delta \times w \times \left(1 - \exp(-\frac{t}{\delta})\right)} \tag{1.1}$$

$$C_s = n \times w^2 \times \frac{\varepsilon_{ox}}{t_{oxM_1-M_2}} \tag{1.2}$$

$$C_{ox} = \frac{\varepsilon_{ox}}{2 \times t_{ox}} \times l \times w \tag{1.3}$$

$$C_{si} = 0.5 \times l \times C_{sub} \tag{1.4}$$

$$R_{si} = \frac{2}{l \times w \times G_{sub}} \tag{1.5}$$

Avec: ρ = résistance DC de la spirale

t = épaisseur du micro-ruban

l = longueur totale de la spirale

w = largeur de la ligne

δ = profondeur de peau

N = nombre de tours

n = N-1

$t_{oxM_1-M_2}$ = épaisseur de l'oxyde entre la spirale et le substrat

C_{sub} = capacitance du substrat par unité de surface

G_{sub} = conductance du substrat par unité de surface

Il a été démontré, grâce à l'étude de ce modèle, que la perte dans le substrat de silicium revenait nécessairement à la pénétration du champ électrique dans celui-ci [13]. L'importance relative de la conductance $1/R_{si}$ diminue à haute fréquence par rapport à la susceptance $\omega \times C_{si}$ et par conséquent, la dissipation de l'énergie dans le substrat de

silicium devient plus importante. La perte dans le substrat peut alors être minimisée en amenant Rsi à zéro ou à l'infini. Pour ce faire, le silicium a été utilisé comme un très bon conducteur ou un très bon isolant. L'option la plus pratique a consisté à transformer le substrat en un bon conducteur grâce à l'ajout d'un plan de masse. Le champ électrique induit est ainsi forcé à ne pas pénetrer dans le silicium. Ce plan de masse introduit du courant image induit qui tend à annuler le champ magnétique induit par la spirale. Afin de minimiser l'induction des courants images, le plan de masse a alors été modifié par la formation de fentes perpendiculaires à la spirale figure (1.2). Les fentes agissent ainsi comme un circuit ouvert devant les boucles de courant induit. Elles doivent être suffisamment proches l'une de l'autre de manière à ce que le champ électrique vertical ne rejoigne pas la couche sous-jacente de silicium [9].

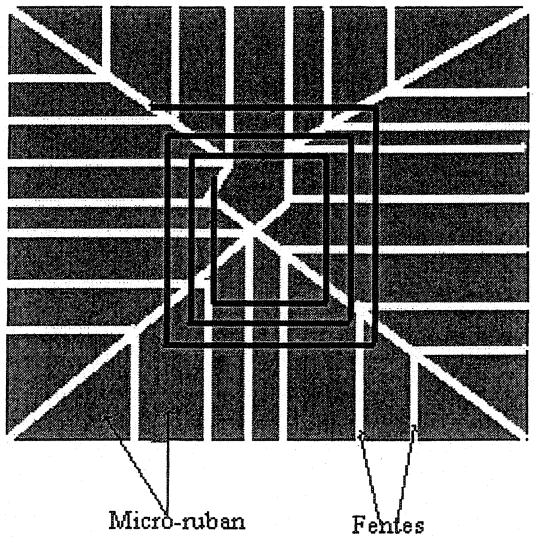


Figure 1.2: Plan de masse modifié par des fentes perpendiculaires à la spirale

1.2 Expressions approximatives de l'inductance de la spirale planaire.

L'inductance de la spirale planaire est calculée grâce à la méthode approximative Greenhouse [9]. Cette méthode est basée sur le calcul de l'inductance mutuelle entre les courants des micro-rubans parallèles. Elle est relativement simple et donne des résultats précis. Pourtant, des formules plus simples sont généralement préférées pour la conception. Plusieurs formes de spirales sont fréquemment utilisées. Elles se caractérisent par des spécifications particulières dont les performances varient en fonction de la bande d'opération et du niveau de couplage inductif désiré. Les différentes formes sont présentées dans les figures 1.3 à 1.4.

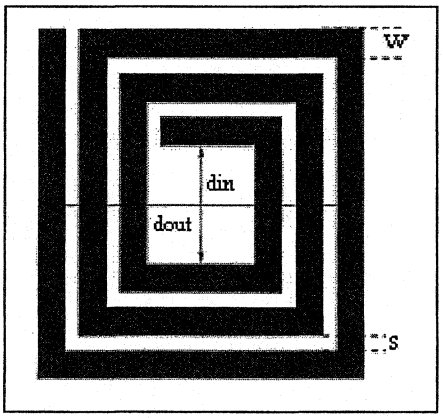


Figure 1.3: Spirale planaire carrée

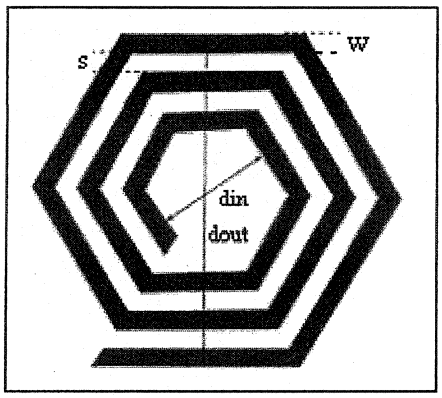


Figure 1.4: Spirale planaire hexagonale

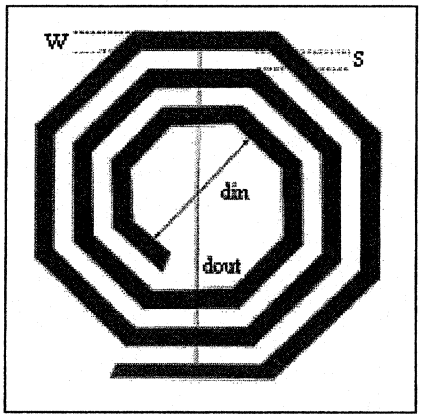


Figure 1.5 : Spirale planaire octogonale

L'inductance de chaque type de spirale est spécifiée par le nombre de tours n, la largeur de lignes w et l'espace entre les lignes adjacentes s ; d_{in} et d_{out} sont respectivement les diamètres intérieur et extérieur de la spirale (figures 1.3 à 1.5).

Deux expressions approximatives ont été utilisées afin de calculer l'inductance des spirales planaires de forme carrées, hexagonales, et octogonales. La première a été

mise au point par Wheeler [11] et la deuxième dérive des principes de l'électromagnétisme.

1.2.1 Formule de Wheeler

La formule de Wheeler permet d'exprimer l'inductance pour une spirale planaire intégrée sous la forme suivante :

$$L_{mw} = K_1 \times \mu_0 \times \frac{n^2 \times d_{avg}}{1 + K_2 \times \rho} \qquad (1.6)$$

avec n = N-1 où N est le nombre des tours de spirale et d_{avg} = 0.5(din+dout).

Les coefficients K_1 et K_2 dépendent de la forme de l'inductance. Leurs valeurs sont présentées dans le tableau 1.1.

Forme	K_1	K_2
Carrée	2.34	2.75
Hexagonale	2.33	3.82
Octogonale	2.25	3.55

Tableau 1.1 : Coefficients de la formule Wheeler

Le facteur de remplissage ρ représente l'état creux du conducteur. Il se calcule selon la formule suivante : $\rho = \frac{d_{out} - d_{in}}{d_{out} + d_{in}}$.

Lorsque $\rho = 0$, le conducteur est vide. De plus, on peut noter que plus les tours internes d'une spirale se rapprochent de son centre plus le niveau de l'inductance mutuelle négative l'emporte sur celui de l'inductance mutuelle positive. En effet, lorsque la surface libre de la spirale est petite, l'inductance mutuelle qui provient des courants circulant en sens opposé sur les côtés parallèles de la spirale devient plus importante.

1.2.2 Approximation de l'inductance basée sur la nappe du courant

L'inductance de la spirale planaire peut également être obtenue en substituant la densité du courant équivalent par une nappe de courant [12]. Sachant que l'inductance mutuelle des courants circulant sur des côtés orthogonaux de la spirale est nulle. Le calcul de l'inductance de la spirale se réduit donc à l'inductance propre de chaque nappe de courant et à l'inductance mutuelle entre les courants parallèles. Ces inductances sont évaluées en utilisant les concepts de distance moyenne géométrique (GMD) et de distance moyenne arithmétique (AMD) [12,13]. Le résultat de l'expression est :

$$L_{gmd} = \frac{\mu \times n \times d_{avg}}{\pi} \times \left(C_1 \times \left(\log_{10}\left(\frac{C_2}{\rho} \right) + C_3 \times \rho \right) \right) \qquad (1.8)$$

Les valeurs des coefficients C_i diffèrent selon la forme de la spirale (Tableau 1.2).

Forme	C_1	C_2	C_3
Carrée	2.00	2.00	1.54
Hexagonale	1.83	1.71	0.45
Octogonale	1.87	1.68	0.60

Tableau 1.2.: Coefficients de la formule de l'inductance basée sur les nappes de courant

L'expression ainsi obtenue permet de calculer l'inductance. Cependant, ce calcul perd de sa précision lorsque le rapport s/w devient plus grand que 1.

1.3 Réalisation des transformateurs monolithiques en spirales

Les différentes réalisations de transformateurs conçus jusqu'à date [14] offrent un compromis entre l'inductance propre, la résistance en série de chaque port, le coefficient de couplage mutuel, les capacitances port à port et port à substrat, la fréquence de résonance, la symétrie et la surface. Les expressions analytiques du couplage permettent d'explorer systématiquement ce compromis.

Modèle analytique du transformateur à plusieurs niveaux :

Le transformateur à multi-niveaux (figure 1.5) utilise plusieurs couches de métal et exploite le couplage latéral et vertical afin d'obtenir une efficacité de surface importante

et un niveau élevé de couplage de l'inductance propre (k = 0.9). Le seul inconvénient de ce type de transformateur est le niveau élevé de la capacité mutuelle de port à port. Cependant, ce problème peut être contourné partiellement sans affecter le niveau du couplage en déplaçant le centre des inductances.

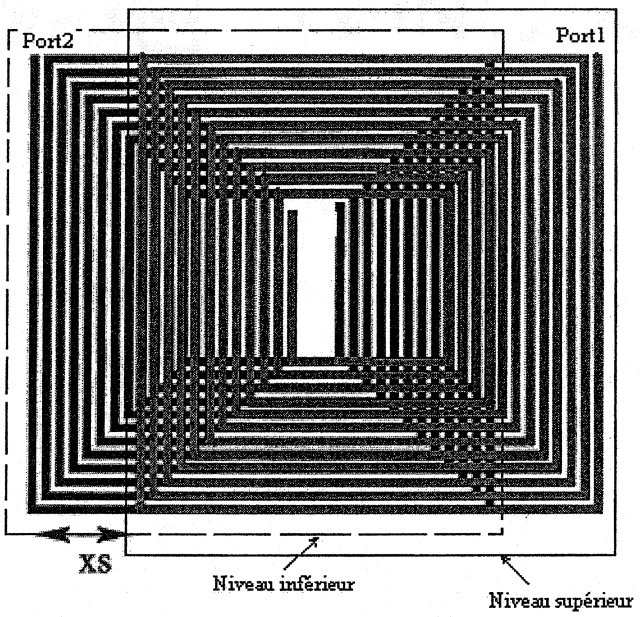


Figure 1.6: Transformateur à deux niveaux déplacés latéralement

Les indices s et i se réfèrent respectivement aux spirales supérieures et inférieures du transformateur. À partir d'un modèle discret du transformateur multi-niveaux, l'inductance propre de la spirale supérieure L_s et celle de la spirale inférieure L_i ont pu être exprimées selon les formules suivantes [14] :

$$L_s = \frac{9.375\mu_0 n^2 AD^2}{11\times OD - 7\times AD} \tag{1.9}$$

$$L_s = L_i \tag{1.10}$$

où n est le nombre des tours; OD et AD sont les diamètres intérieurs et extérieurs moyennes de spirales. Les coefficients k, M se définissent selon les expressions suivantes :

$$k = 0.9 - \frac{d_s}{AD} \tag{1.11}$$

$$M = k\sqrt{L_s L_i} \tag{1.12}$$

1.4 Théorie des transitions Marchand

Les transitions Marchand sont primordiales dans la conception des circuits balancés à large bande. Elles sont constituées de deux sections de lignes couplées qui peuvent être réalisées en utilisant des lignes micro-ruban. La plupart des transitions différentielles planaires sont conçues à partir de jonctions hybrides 180°. Cependant, l'inconvénient de ce type de transition est leur bande étroite. Afin d'améliorer cette caractéristique les transitions hybrides sont remplacées par des lignes $\lambda/4$ interconnectées et terminées à un de ses ports par un court circuit ou un circuit ouvert. Ceci permet d'obtenir une transition balancée à large bande. Afin de bien saisir le fonctionnement des transitions Marchand, une analyse théorique basée sur les modes pair et impair a été développée à partir des coefficients de dispersion d'une ligne couplée.

Étude analytique de la transition Marchand:

Afin de mettre en évidence le principe de conception de la transition Marchand, la théorie du coupleur directionnel a été utilisée. Comme l'indique la figure 1.7, la transition Marchand est constituée de deux paires de lignes couplées. La longueur électrique de chaque section équivaut à un quart de longueur d'onde du mode impair au centre de la bande d'opération. La matrice de dispersion d'un tel balun peut être dérivée à partir de celles des deux coupleurs. En première approximation, l'impédance de la source au port 1 est considérée comme identique à celle des charges aux ports 2 et 3. En procédant par l'analyse des modes pair et impair, la matrice de dispersion d'un coupleur directionnel idéal dont le coefficient de couplage est C et la directivité est infinie, s'exprime selon la formule [16] :

$$[S]\text{coupler} = \begin{bmatrix} 0 & C & -j\sqrt{1-C^2} & 0 \\ C & 0 & 0 & -j\sqrt{1-C^2} \\ -j\sqrt{1-C^2} & 0 & 0 & C \\ 0 & -j\sqrt{1-C^2} & C & 0 \end{bmatrix} \quad (1.13)$$

La matrice de dispersion de la transition Marchand peut être obtenue à partir de celles de deux coupleurs identiques et interconnectés (figure 1.7) en appliquant les relations des ondes de tensions [15].

$$[S]\text{balun} = \begin{bmatrix} \frac{1-3C^2}{1+C^2} & j\frac{2C\sqrt{1-C^2}}{1+C^2} & -j\frac{2C\sqrt{1-C^2}}{1+C^2} \\ j\frac{2C\sqrt{1-C^2}}{1+C^2} & \frac{1-C^2}{1+C^2} & \frac{2C^2}{1+C^2} \\ -j\frac{2C\sqrt{1-C^2}}{1+C^2} & \frac{2C^2}{1+C^2} & \frac{1-C^2}{1+C^2} \end{bmatrix} \quad (1.14)$$

Comme il sera démontré dans la suite, l'adaptation des ports du balun ne sera pas un objectif dans notre application. Il n'a pas donc été nécessaire d'ajuster le facteur du couplage de coupleur afin d'adapter le port d'entrée du balun.

Dans le cas général, lorsque les impédances de source et de la charge sont différentes la matrice de dispersion de la transition s'exprime alors de la manière suivante:

$$[S]^{g}_{balun} = [\mathrm{A}]^{-1}\left([S]_{balun} - [\Gamma]^{+}\right)\left([\mathrm{I}] - [\Gamma][S]_{balun}\right)^{-1}[\mathrm{A}]^{+} \quad (1.15)$$

Où [I] est la matrice identité et $[\Gamma]$ et $[\mathrm{A}]$ sont données par les matrices suivantes:

$$[\Gamma] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \end{bmatrix} \quad (1.16)$$

$$[\mathrm{A}] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2\frac{\sqrt{Z_1 Z_0}}{Z_1 + Z_0} & 0 \\ 0 & 0 & 2\frac{\sqrt{Z_1 Z_0}}{Z_1 + Z_0} \end{bmatrix} \quad (1.17)$$

Le symbole + représente ici l'opérateur de transconjuguaison.

Par conséquent, la matrice de dispersion du transformateur est :

$$[S]^{g}_{Trans} = \begin{bmatrix} \dfrac{1-C^2\left(\dfrac{2Z_1}{Z_0}+1\right)}{1+C^2\left(\dfrac{2Z_1}{Z_0}-1\right)} & j\dfrac{2C\sqrt{1-C^2}\sqrt{\dfrac{Z_1}{Z_0}}}{1+C^2\left(\dfrac{2Z_1}{Z_0}-1\right)} & -j\dfrac{2C\sqrt{1-C^2}\sqrt{\dfrac{Z_1}{Z_0}}}{1+C^2\left(\dfrac{2Z_1}{Z_0}-1\right)} \\ j\dfrac{2C\sqrt{1-C^2}\sqrt{\dfrac{Z_1}{Z_0}}}{1+C^2\left(\dfrac{2Z_1}{Z_0}-1\right)} & \dfrac{1-C^2}{1+C^2\left(\dfrac{2Z_1}{Z_0}-1\right)} & j\dfrac{2C^2\left(\sqrt{\dfrac{Z_1}{Z_0}}\right)}{1+C^2\left(\dfrac{2Z_1}{Z_0}-1\right)} \\ -j\dfrac{2C\sqrt{1-C^2}\sqrt{\dfrac{Z_1}{Z_0}}}{1+C^2\left(\dfrac{2Z_1}{Z_0}-1\right)} & j\dfrac{2C^2\left(\sqrt{\dfrac{Z_1}{Z_0}}\right)}{1+C^2\left(\dfrac{2Z_1}{Z_0}-1\right)} & \dfrac{1-C^2}{1+C^2\left(\dfrac{2Z_1}{Z_0}-1\right)} \end{bmatrix} \quad (1.18)$$

C représente le facteur du couplage et est calculé selon la formule suivante :

$$C = \frac{1}{\sqrt{\dfrac{2Z_1}{Z_0}+1}}. \quad (1.19)$$

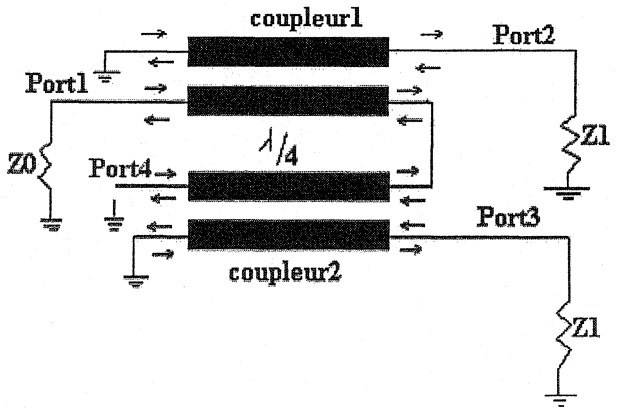


Figure 1.7: Schéma fonctionnel d'un transformateur symétrique de Marchand représenté par deux coupleurs identiques

La matrice générale du balun démontre effectivement que les ports de sortie restent balancés tant que la condition $S_{21} = -S_{31}$ est vérifiée. Les expressions de S_{21} et S_{31} démontrent aussi que la condition du balancement du signal est indépendante de la valeur des impédances d'entré et de sortie du balun. De plus, le fait que le balun est conçu de coupleurs directionnels à larges bandes, le balun peut également être caractérisé par une large bande.

CHAPITRE 2

CONCEPTION D'UNE TRANSITION DIFFÉRENTIELLE À INDUCTANCES SPIRALES À LARGE BANDE

Dans le chapitre précédent nous avons présenté quelques notions théoriques sur les caractéristiques des spirales planaires. Nous avons présenté des formules empiriques permettant de calculer les paramètres d'un modèle électrique équivalent en fonction des paramètres géométriques et physiques des spirales qui forment le transformateur. Ces expressions nous permettent de comprendre de manière générale les principaux mécanismes de couplage parasite pouvant avoir lieu dans la conception des transformateurs à inductances spirales. La théorie a également porté sur la conception des transformateurs utilisant la technologie des circuits intégrés RF (RF IC) sur silicium. Néanmoins, les modèles présentés dans le chapitre 1 restent valides, en ajoutant quelques constantes pour d'autres techniques de fabrication. Ils permettent alors de donner une idée générale sur la relation entre le niveau du couplage inductif et les paramètres physiques et géométriques d'une transition utilisant des inductances en spirale.

2.1 Description de la transition différentielle spirale planaire

Le principe de fonctionnement de la transition spirale est basé sur le couplage entre des spirales imprimées sur les niveaux supérieur et inférieur d'un substrat. Le modèle électrique équivalent schématisé sur la figure 2.1 explique clairement comment obtenir une sortie différentielle grâce au couplage magnétique entre les spirales de deux niveaux. L'excitation des spirales du niveau supérieur provoque deux champs magnétiques identiques mais en directions contraires. Étant donné la symétrie du circuit, l'effet de couplage magnétique entre les deux niveaux donne alors naissance à des courants d'induction différentiels aux sorties de la transition. Ainsi, s'il n'y avait pas de capacités parasites entre les bobines d'entrée et les bobines de sortie, les courants de sortie seraient toujours en mode différentiel. La qualité de la transition dépendra donc de la prédominance du couplage inductif par rapport au couplage capacitif.

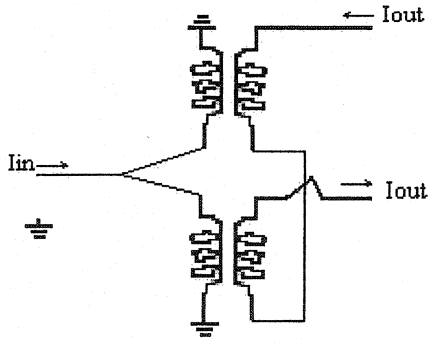


Figure2.1: Modèle électrique équivalent de la transition différentielle spirale.

Les figures 2.2 et 2.3 représentent le niveau supérieur et inférieur de la transition différentielle spirale. La connexion entre les deux niveaux se fait avec des trous métallisés et celle des spirales aux ports des sorties s'effectue par des ponts à air. La figure 2.4 illustre la perspective du circuit en 3D. On notera que pour éviter le croisement de fils présent dans le schéma équivalent ci-dessous, on a simplement utilisé des enroulements de sens contraire pour les deux bobines du secondaire.

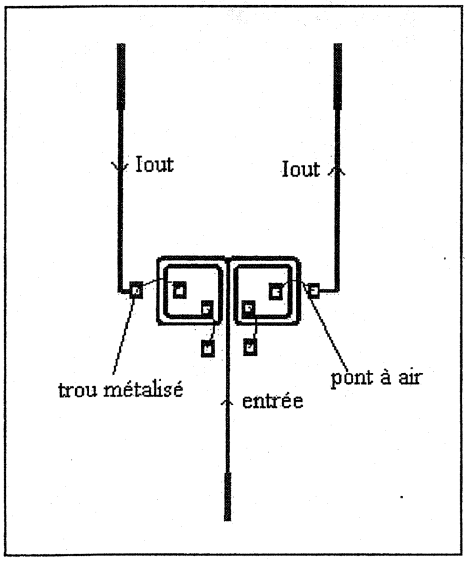


Figure 2.2: Perspective supérieure de la transition différentielle spirale.

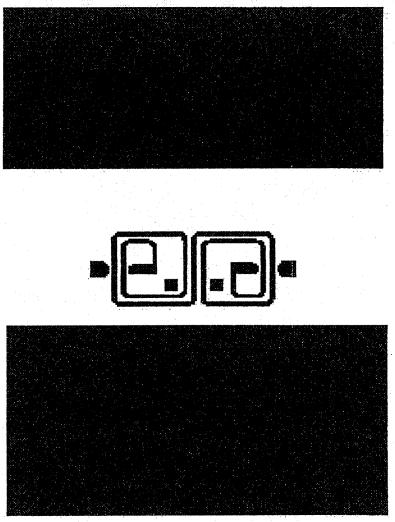


Figure 2.3: Perspective inférieure de la transition différentielle spirale.

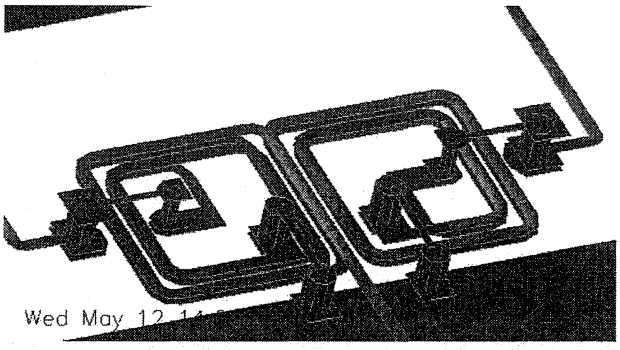


Figure 2.4: Transition différentielle spirale.

2.2 Méthode et outils de simulation

La transition différentielle à été conçue afin d'éliminer le mode commun introduit par la composante normale du champ électrique sondé sur un circuit. L'étude théorique a permis de mettre en évidence les différents facteurs agissant au niveau du signal des spirales couplées. De plus, à partir des modèles empiriques du coefficient de couplage, on a pu en déduire que l'inductance propre et mutuelle des spirales dépend du nombre de tours et de la surface libre de la spirale. La conception de la transition différentielle spirale sera effectuée après avoir optimisé ces paramètres en utilisant les logiciels Richt et Move.

2.2.1 Logiciels de Modélisation

La modélisation de la transition différentielle spirale a été effectuée grâce aux logiciels Richt et Move. Le programme Richt a été développé par une équipe universitaire [24]. Le calcul est basé sur la méthode des moments appliquée à des éléments filaires (segments). Le courant sur chaque segment est représenté par des fonctions de bases sinusoïdales pondérées par des coefficients à déterminer. Toute structure peut alors être modélisée par des éléments filaires et plusieurs variables peuvent également être déterminées grâce à ce programme. Par exemple, le courant du premier et du deuxième bout de chaque segment sera déterminé. La partie Move du logiciel, développée par le Professeur Jean Jaques Laurin permet d'avoir des simulations de mesures en champ proche. En effet, il permet de calculer les interactions entre une structure testée et une sonde localisée à proximité du circuit. Le champ sondé est récupéré sous forme d'une tension calculée aux bornes du récepteur supposé branché à la sonde.

2.2.2 Discussions concernant la simulation de la transition différentielle spirale.

L'objectif de la modélisation consiste à déterminer les dimensions optimales du circuit permettant d'avoir une sortie différentielle et un niveau de signal important. Le signal est dit balancé à la sortie de la transition spirale lorsque les deux ports de sortie ont la même amplitude et qu'ils sont déphasés de 180 degrés. Par conséquent, le

balancement du signal reste un paramètre primordial à optimiser, puisque, le but principal de la transition est de concevoir des sondes qui permettent d'éliminer le mode commun sondé sur le circuit testé. Les simulations ont été effectuées grâce au logiciel Richt. Le circuit est représenté par des points de branchements et des segments dont les coordonnées et les numéros sont calculés et inscrits dans un fichier d'entrée. Le fichier de sortie contient quant à lui les valeurs complexes du courant du premier et du second bout de chaque segment. Les paramètres de modélisation à optimiser seront alors les courants à la sortie de la transition différentielle. La condition de balancement du courant à la sortie est que les équations (2.1) et (2.2) devront être respectées :

$$i_1 = i_2 \tag{2.1}$$

$$\text{et } i_3 = 0 \tag{2.2}$$

Les courants sont définis à la figure 2.5.

i_1 représente le courant au deuxième bout du segment 1 tandis que i_2 représente le courant au premier bout du segment 2. La longueur du segment 3 a été choisie très grande afin de permettre au courant en mode commun de s'exprimer. En effet, sans le segment 3, la loi des nœuds force l'équation 2.1 à être toujours satisfaite (figure 2.5).

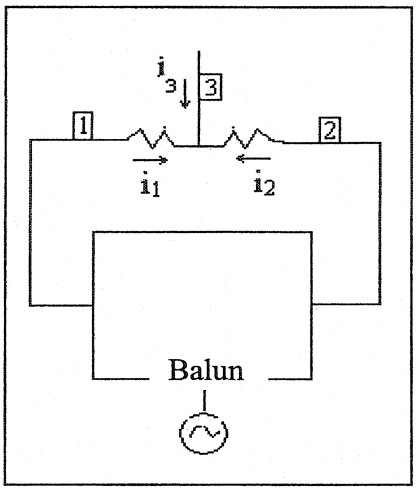


Figure 2.5: Modélisation d'une sortie de courant balancée.

Comme il a été mentionné auparavant, le logiciel Richt permet de modéliser tout circuit par des éléments filaires dont les diamètres sont déterminés à partir des dimensions physiques du circuit à simuler. Il a alors été nécessaire de modéliser la spirale planaire par des éléments filaires dont les diamètres ont été calculés à partir des dimensions de la ligne formant la spirale. La figure 2.6 schématise la conversion géométrique d'une ligne planaire qui possède une épaisseur h et une largeur w en un élément filaire de diamètre d. selon la règle empirique de Ludwig [25] des périmètres équivalents.

La transition différentielle spirale planaire a été transformée par une structure filaire selon le modèle schématisé sur la figure 2.6. Les dimensions du circuit doivent respecter la limite inférieure imposée par la technique de fabrication utilisée. En effet, la résolution limite de la technologie de circuits micro-ondes imprimés disponible dans

notre laboratoire se limite à 5 mil (1 mil = 25.4 μm). D'après les modèles empiriques discutés au chapitre 1, il a été démontré que plus la séparation entre deux lignes adjacentes est petite, plus le couplage inductif augmente. Sachant de plus que l'inductance propre de la spirale augmente lorsque la largeur des lignes diminue, nous avons par conséquent fixé l'écart et la largeur des lignes aux limites permises par la fabrication. D'après l'étude théorique du chapitre 1, nous avons alors conclu que le niveau d'inductance était meilleur avec une spirale carrée. En effet, d'après l'équation 1.6 et les résultats du tableau 1.1, l'inductance d'une spirale carrée est meilleure que celle d'une spirale hexagonale ou octogonale. La forme géométrique préalable des bobines du transformateur sera alors carrée.

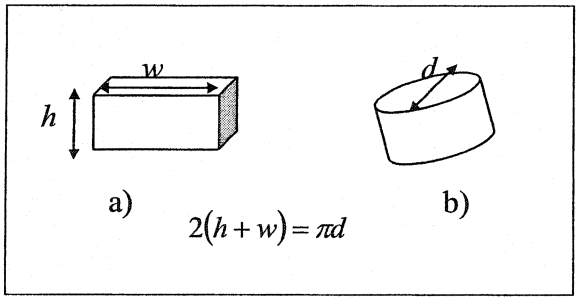


Figure 2.6: Conversion géométrique d'une structure planaire (a) en une structure filaire (b).

2.3 Resultats des simulations de la transition différentielle spirale.

2.3.1 Nombre de tours de spirales

Le niveau du couplage dépend essentiellement du nombre de tours de spirales. Nous avons donc essayé par le biais de modélisation de définir le nombre de tours de

spirales permettant d'obtenir un balancement du courant à la sortie et un niveau de couplage optimal. Les simulations ont été effectuées sur une largeur de bande allant de 500 MHz à 6 GHz. Comme illustré sur la figure 2.5, les conditions de courant balancé à la sortie du circuit se traduisent par les relations (2.1 et 2.2). En effet, on désire que les courants du deuxième bout du segment 1 et du premier bout du segment 2 soient égaux.

Le niveau du couplage et le balancement du courant à la sortie de transition ont été étudiés en variant le nombre de tours de 1 à 3 et la surface libre des spirales en double. Les figures 2.7 à 2.14 représentent les résultats obtenus après le calcul. Sur ces figures, l'amplitude et la phase du courant aux sorties de la transition spirale à des nombres différents de tours de spirales sont présentées pour une tension d'excitation de 1 volt appliquée au port 1. L'étude de ces courbes démontre que le niveau du couplage et le balancement du courant sont meilleurs à 2 tours de spirale qu'à un ou trois tours.

En effet, la condition du balancement est vérifiée avec la transition de 1 et 2 tours. Les résultats des figures 2.7 et 2.9 démontrent que le niveau du courant à la sortie de la transition spirale à 2 tours varie de 5.25 A à 1 A sur une bande de fréquence allant de 0.5 GHz à 3 GHz tandis que le niveau du courant à la sortie de la transition spirale à 1 tour varie de 2.8 A à 0.75 A sur la même bande de fréquence. De plus, la condition du balancement du signal n'est plus valide avec une transition spirale à 3 tours, ce qui est illustré par les résultats des figures 2.11 et 2.12. On remarque que dans le cas N = 3, une résonance se manifeste de façon évidente sur la courbe de phase de I_2 autour de 2 GHz. Celle–ci est probablement attribuable à une augmentation du couplage capacitif car un

écart significatif du comportement de mode différentiel à partir de cette fréquence se manifeste.

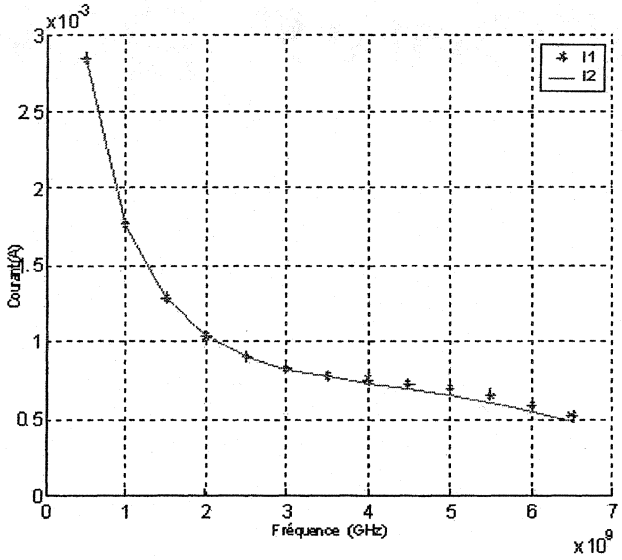


Figure 2.7: Amplitude des courants simulés aux sorties du transformateur spiral à 1 tour

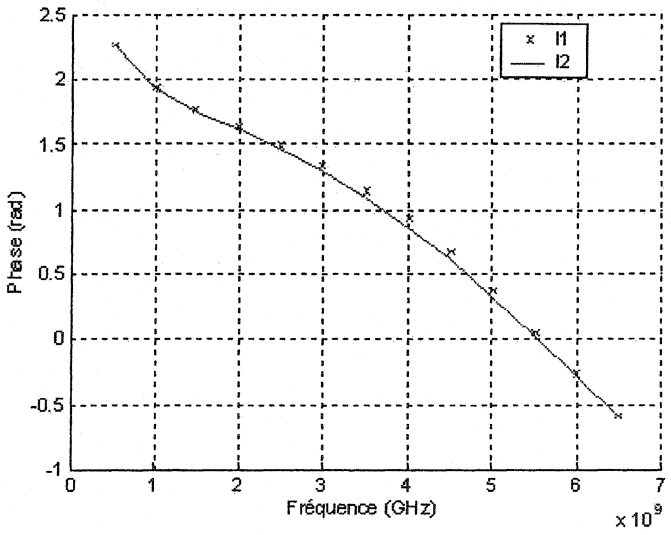


Figure 2.8: Phase des courants simulés aux sorties du transformateur spirale à 1 tour.

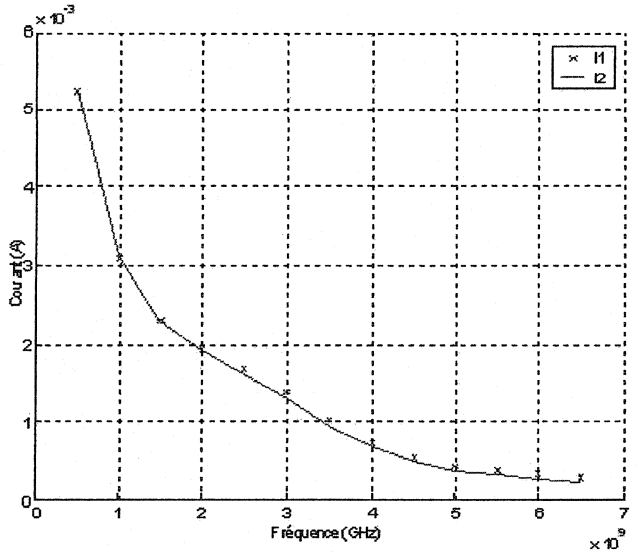


Figure 2.9: Amplitude des courants simulés aux sorties du transformateur spirale à 2 tours.

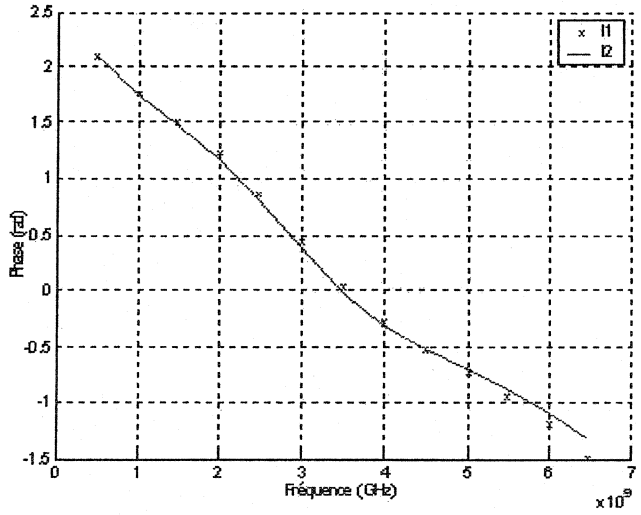


Figure 2.10: Phase des courants simulés aux sorties du transformateur spirale à 2 tours.

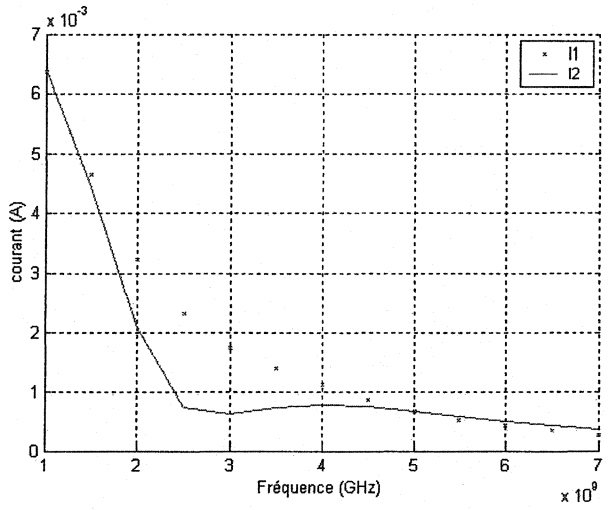


Figure 2.11: Amplitude des courants simulés aux sorties du transformateur spirale à 3 tours.

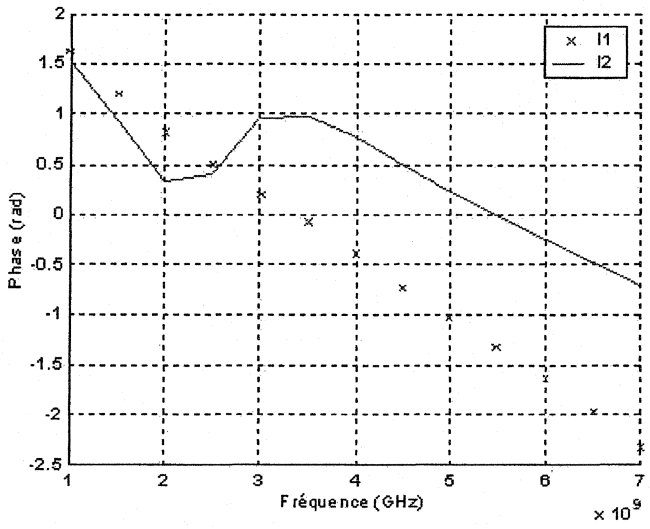


Figure 2.12: Phase des courants simulés aux sorties du transformateur spirale à 3 tours.

2.3.2 Influence de la surface libre sur le niveau du couplage et du balancement du courant à la sortie du transformateur spiral

A partir des modèles empiriques du niveau du couplage mutuel cités dans le chapitre 1 (1.9 à 1.14), nous pouvons déduire que le couplage mutuel est lié d'une manière non linéaire à la surface libre de spirales des deux niveaux, et que la perte d'énergie due à l'effet de peau dans les interconnexions des spirales est proportionnelle à la longueur des spirales. Après le calcul, les résultats, illustrés par les figures 2.9, 2.10, 2.13 et 2.14, que nous avons obtenu pour un nombre de tours de spirale fixé à 2 traduisent effectivement ces observations. Le niveau du couplage mutuel et le balancement du courant se dégradent lorsque les dimensions physiques du circuit sont doublées. Par conséquent, un compromis entre ces trois paramètres (i.e. les dimensions physiques du circuit, le niveau du couplage et la condition du balancement) doit être pris en considération dans la conception du circuit.

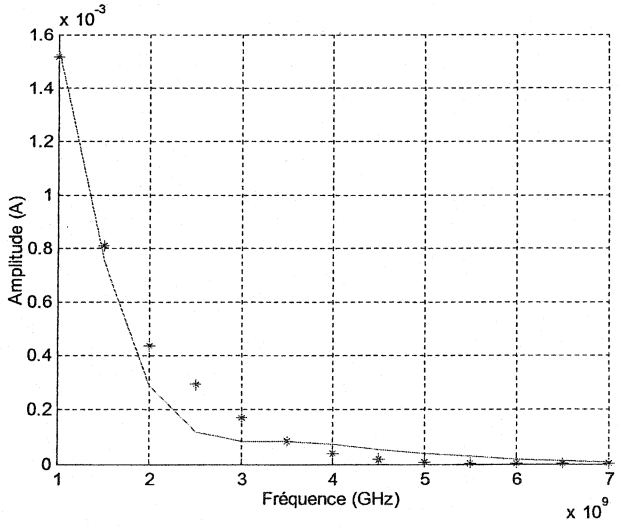


Figure 2.13: Amplitude des courants simulés aux sorties du transformateur spirale à 2 tours dont les dimensions physiques sont doublées par rapport au cas de la figure 2.9.

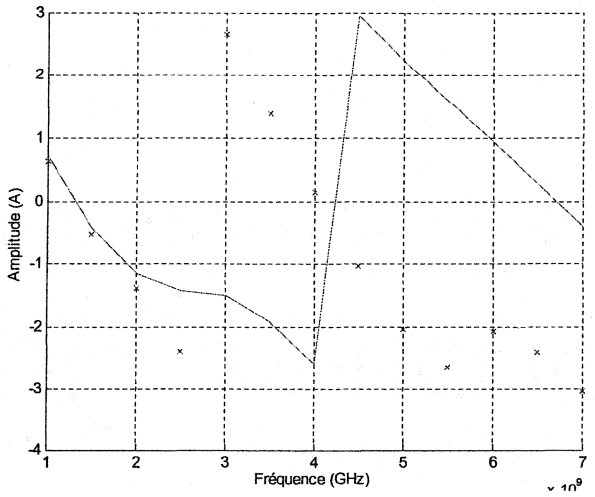


Figure 2.14: Phase des courants simulés aux sorties du transformateur spirale à 2 tours dont les dimensions physiques sont doublées par rapport au cas de la figure 2.10.

2.4 Étude de l'effet du dipôle sur le balun

Étant donné que les paramètres géométriques ont été définis et que les simulations de fonctionnement du circuit ont été validées, il nous reste maintenant à étudier l'influence que peut causer l'ajout de la sonde dipolaire aux sorties du transformateur. Grâce au logiciel Move, nous avons simulé des mesures en champ proche effectuées séparément par la sonde spirale (Balun spirale + dipôle) et par une sonde idéale au-dessus d'une source formée d'un réseau de cinq antennes (figure 2.15). La sonde idéale est constituée uniquement d'un dipôle court connecté directement à une résistance de 50 Ω, ce qui lui permet de sonder uniquement la composante du champ électrique qui lui est parallèle. Les dimensions de la sonde dipolaire simulée sont du même ordre de grandeur que celles des sondes dont nous disposons au laboratoire. La longueur de ses armatures est de 1 cm.

Les figures 2.16 à 2.18 représentent la tension normalisée et sondée sur un réseau de cinq antennes du circuit test dont on connaît *a priori* la réponse en champ proche à 200 MHz et à 3 GHz. On constate que les résultats normalisés obtenus par la sonde spirale ou idéale sont parfaitement identiques. Par conséquent, la longueur du dipôle utilisé semble éviter tout type de couplage entre les armatures du dipôle et le balun. On note une différence de phase constante entre les 2 courbes de phase, ce qui s'explique par une différence d'impédance interne. On peut en effet supposer que le balun est inductif. Cette différence étant constante, elle n'aura pas d'impact sur le traitement des mesures en champ proche. En outre, à 3 GHz nous observons la naissance d'ondulations qui sont dues à la nature du circuit test utilisé.

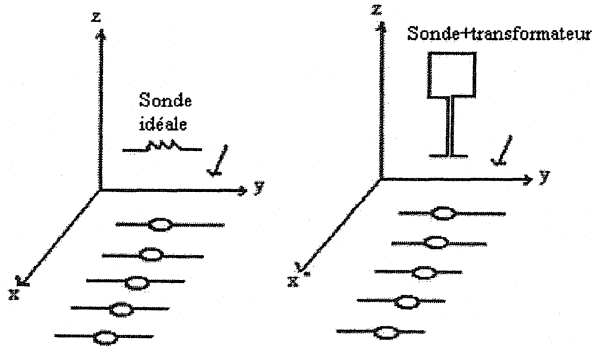


Figure 2.15: Simulation des mesures en champ proche sur un réseau de cinq antennes prises par la sonde idéale (a), et par la sonde spirale (b).

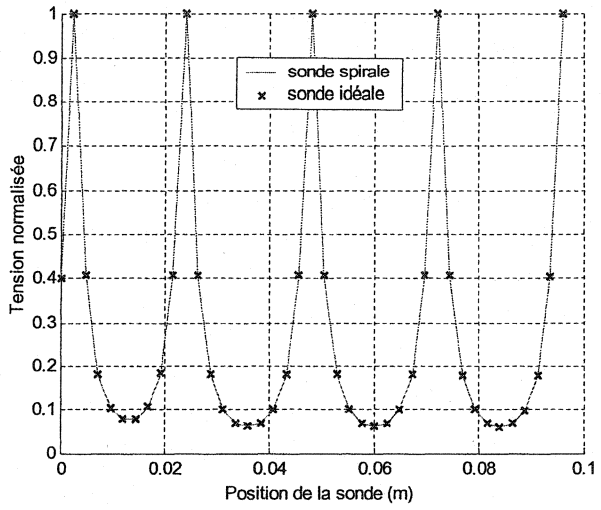


Figure 2.16: Tensions normalisées et sondées par une sonde spirale et idéale sur cinq dipôles électriques à 200 MHz.

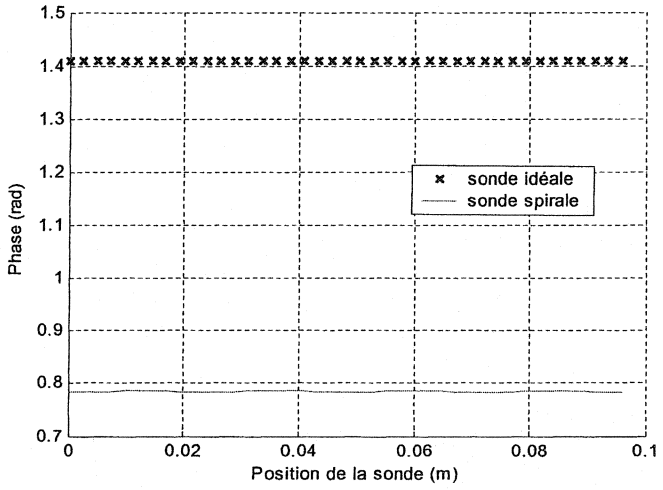


Figure 2.17: Phase des tensions sondées par une sonde spirale et idéale sur cinq dipôles électriques à 200 MHz.

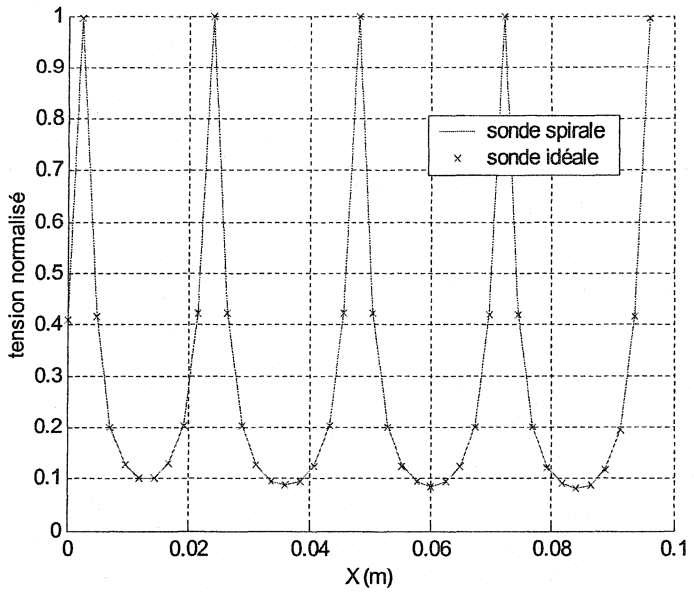


Figure 2.18: Tensions normalisées et sondées par une sonde spirale et idéale sur cinq dipôles électriques à 3 GHz.

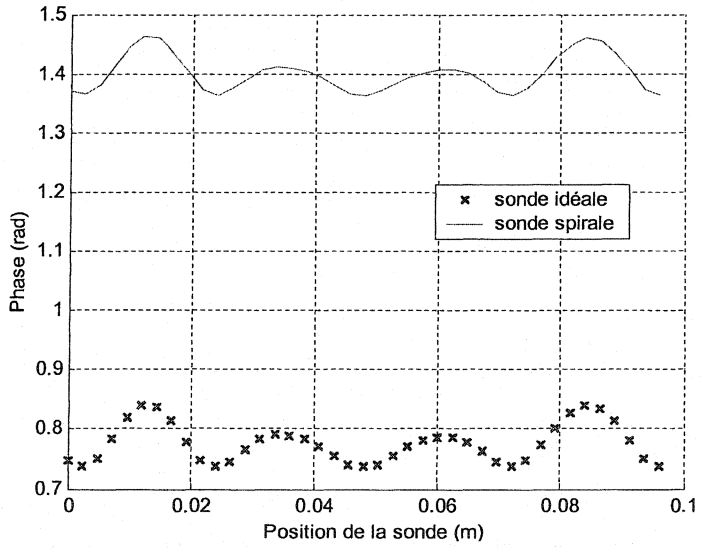


Figure 2.19: Phase des tensions sondées par une sonde spirale et idéale sur cinq dipôles électriques à 3 GHz.

Afin de valider le rejet de l'excitation du câble d'alimentation par le champ incident, nous avons effectué les mêmes simulations que celles représentées dans la

figure 2.15 (b) en ajoutant un fil branché à la masse du port d'entrée de la transition spirale (figure 2.20). Ces simulations ont été effectuées à 2 GHz et à une hauteur de 5 mm au dessus du réseau test.

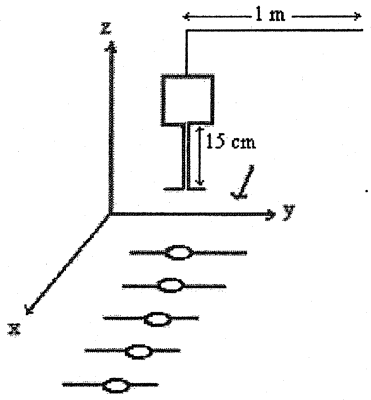


Figure 2.20: Simulation des mesures en champ proche sur un réseau de cinq antennes prises par la sonde spirale avec un fil branché à la masse du port d'entrée.

Les résultats illustrés sur la figure 2.21 démontrent effectivement que la sonde rejette l'excitation du câble par le champ incident.

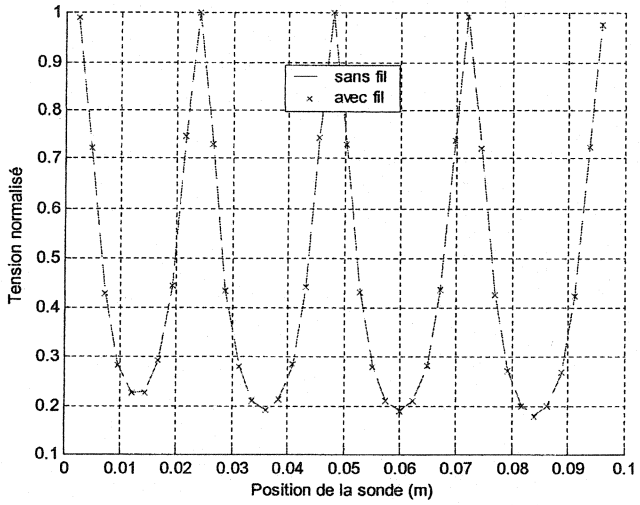


Figure 2.21: Tensions normalisées et sondées par une sonde spirale avec et sans fil supplémentaire sur cinq dipôles électriques à 2 GHz.

2.5 Mesure du balancement de la transition différentielle spirale fabriquée

Les dimensions physiques du circuit simulé étant réduites, il nous a été impossible de le fabriquer tel quel via le procédé de circuit imprimé disponible au laboratoire. Afin de valider le modèle de la transition différentielle spirale, les dimensions du circuit ont été multipliées par trois. Les figures 2.22 et 2.23 représentent les résultats des mesures de balancement du signal à la sortie de la transition différentielle spirale fabriquée. D'après ces courbes, le balancement du signal à la sortie s'établit alors sur une bande de 300 MHz. En effet, les signaux S_{12} et S_{13} y sont quasiment égaux et déphasés de 180 degrés. Comme attendu, la bande de la transition différentielle spirale s'est dégradée environ d'un facteur trois. Puisque la largeur de la bande simulée s'élève à 3 GHz, cette bande aurait été réduite à environ 1.5 GHz si la présence du substrat (duroid 3.35) avait été prise en compte dans les simulations (la

bande à 3 GHz aurait été divisée par $\sqrt{\varepsilon_{eff}}$ où ε_{eff} représente la permittivité effective du circuit). Nous avons ainsi pu démontrer que notre modèle aurait été au moins valide sur une bande de fréquence de 1.5 GHz si les techniques de fabrication avaient permis sa fabrication.

Une autre solution serait d'utiliser une autre technique de fabrication telle que la technologie des circuits intégrés Silicium-RF qui a été présentée dans le chapitre 1 ou d'autres techniques telles que LTCC ou MMIC. Celles-ci nous permettraient alors de réaliser un circuit miniature et multi-couche.

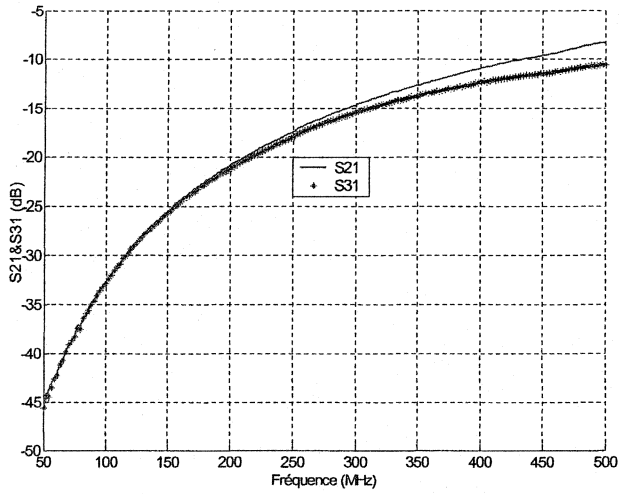


Figure 2.22: Résultats des mesures de l'amplitude des signaux aux sorties de la transition différentielle spirale.

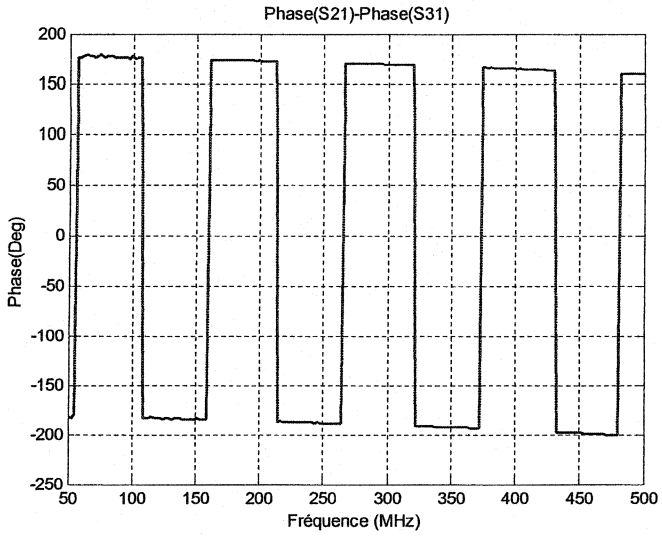


Figure 2.23: Résultats des mesures du balancement de la phase aux sorties de la transition différentielle spirale.

La validation expérimentale de la sonde fabriquée à partir de cette transition spirale sera représentée dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 3

CONCEPTION DES TRANSITIONS DIFFÈRENTIELLES PLANAIRES À LARGE BANDE

Comme il a été démontré dans le chapitre précédent, la transition différentielle spirale à deux niveaux est irréalisable avec la technologie MIC disponible au laboratoire à cause de la taille miniature du circuit. D'autres solutions ont été envisagées et notre choix s'est arrêté sur des transitions différentielles planaires. Ces types de transition sont facilement réalisables, de plus elles sont caractérisées par une largeur de bande meilleure que celle du transformateur spiral. Leur principal handicap est la taille, ce qui peut conduire à des perturbations des mesures de champ proche. Un objectif à atteindre ici sera donc la réduction de la superficie du circuit planaire.

Dans ce chapitre nous allons éclaircir les différentes étapes de la conception de ces types de transition basés sur la théorie du mode pair et impair. La transition différentielle Marchand est composée de deux sections couplées, qui peuvent être réalisées en utilisant des lignes micro-ruban couplées.

3.1 Description générale de la conception des transitions différentielles

Les transitions différentielles décrites dans ce chapitre sont constituées d'un réseau de quatre ports, dont l'un (port 4) est terminé par un circuit ouvert ou un court-

circuit, comme le démontre la figure 3.1. Les transitions différentielles permettent de transformer une entrée non balancée d'impédance Z0 aux sorties balancées dont les ports se terminent sur Z1. Dans notre application, Z0 représente l'impédance de la source tandis que Z1/2 constitue l'impédance du dipôle symétrique ajouté aux sorties de la transition. En général, Z0 et Z1 sont différents. Le principe de fonctionnement des transitions différentielles à large bande peut s'expliquer grâce à la technique du mode pair et impair et de la réciprocité du circuit. Le balancement de l'amplitude et de la phase à la sortie de la transition différentielle est établi lorsqu'elle est capable de bloquer la transmission du mode pair aux ports 2 et 3. Pour ce faire, le port 4 de la transition a été connecté à un circuit ouvert et les deux sections de ligne $\lambda/4$ de mode pair à la fréquence centrale de la bande d'opération ont été utilisées. Le circuit ouvert réduit malheureusement la performance de la transition à basse fréquence. Une nouvelle topologie a alors été proposée afin de contourner ces inconvénients. Le circuit ouvert a été remplacé par un court-circuit et les deux sections de lignes $\lambda/4$ ont été substituées par deux courtes sections de lignes couplées. De plus, un troisième coupleur a également été ajouté (figure 3.2) afin d'augmenter efficacement la longueur électrique des lignes couplées qui était largement inférieure à $\lambda/4$ (transition différentielle court-circuitée). Ces modifications ont ainsi permis de réduire la taille du circuit de moitié et d'améliorer la performance du circuit jusqu'à une fréquence inférieure de fonctionnement de 500 MHz en comparaison avec une limite antérieure de 1 GHz, comme le démontreront les simulations et les mesures par la suite.

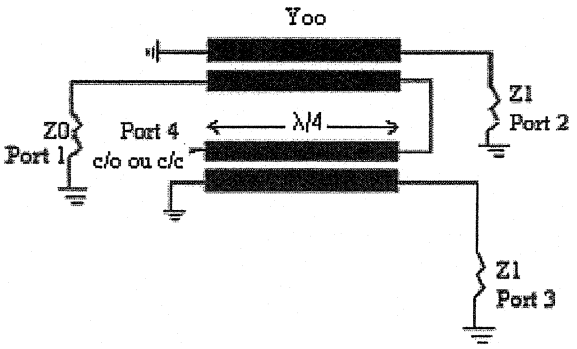


Figure 3.1: Diagramme bloc de la transition différentielle Marchand

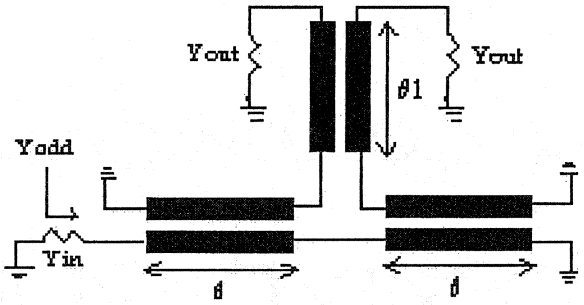


Figure 3.2: Diagramme bloc de la transition différentielle court-circuitée

Le paramètre à optimiser, traduit par la relation suivante, est le balancement des signaux aux sorties de la transition, soit

$$S_{21} = -S_{31}$$

Le niveau de perte de retour, caractérisé par les paramètres S_{11}, S_{22} et S_{33}, doit être minimisé en réalisant une isolation suffisante entre les ports 3 et 2. Théoriquement, il est impossible de réaliser un circuit de trois ports sans perte qui soit adapté et isolé à tous ses ports [16]. L'adaptation aux ports reste un paramètre secondaire dans la conception de la sonde désirée car *a priori* l'impédance du dipôle ajouté à la sortie de la transition différentielle est inconnue. Pourtant, cela n'aura aucun impact sur le fonctionnement de la sonde car le peu de signal récupéré par la sonde est habituellement largement suffisant pour effectuer des diagnostics en champ proche. Par conséquent, les poids d'optimisation associés à ces paramètres seront alors négligeables devant ceux du balancement du signal à la sortie de la transition différentielle et devant ceux d'isolation de ses ports de sortie. Pour ce faire, des simulations ont été effectuées grâce au simulateur ADS de Agilent. Des lignes idéalement couplées, des coudes, des pattes, des lignes et des trous métallisés pour se connecter au plan de masse ont été utilisés afin de simuler la transition différentielle. Ces simulations nous ont permis d'optimiser correctement et simultanément plusieurs paramètres géométriques tels que les écarts, les largeurs des lignes couplées ainsi que leurs longueurs et les longueurs des lignes de sortie.

Une fois que les dimensions ont été déterminées et optimisées, nous avons alors effectué des simulations avec le logiciel HP Momentum afin de tenir compte du couplage qui peut éventuellement avoir lieu entre les lignes couplées de la transition et le reste du circuit.

Afin d'obtenir des résultats concluants qui permettent de prédire les réponses exactes des circuits, nous avons pris soin de choisir un maillage adapté à la distribution du courant sur chaque zone du circuit. Ainsi, nous avons adopté une distribution non uniforme, afin de concentrer plus de cellules au bord des lignes couplées et d'abaisser leur densité dans les autres zones du circuit. Les dimensions des cellules varient entre $\lambda/10$ à $\lambda/20$. Les figures 3.3 et 3.4 représentent les schémas des circuits simulés et fabriqués. Il est important de noter que la longueur L de la ligne qui connecte les deux sections de la transition Marchand dans la figure 3.3 a également été optimisée afin d'avoir le meilleur balancement possible des signaux aux sorties de la transition.

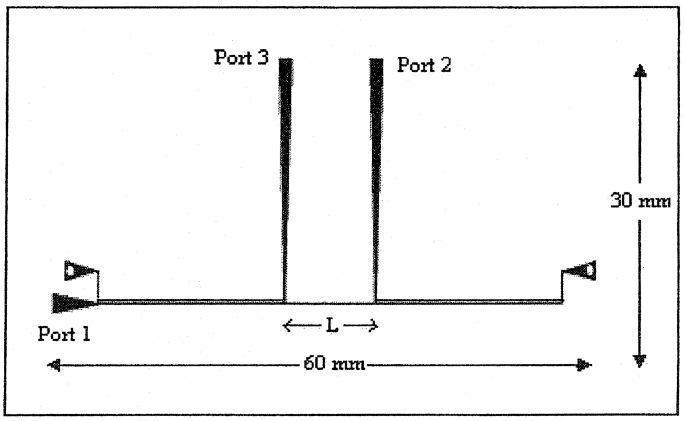


Figure 3.3: Schéma de la transition différentielle Marchand fabriquée.

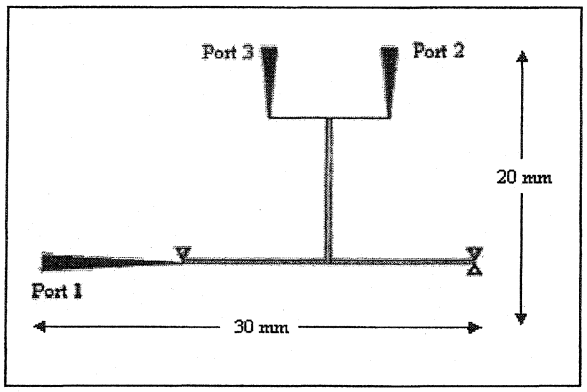


Figure 3.4: Schéma de la transition différentielle Marchand court-circuitée fabriquée.

Les circuits représentés ci-dessus ont été fabriqués sur un substrat de Duroid de 1.27 mm d'épaisseur et de permittivité relative de 6.15. Les sections des lignes couplées sont réalisées par des traces de micro-rubans en utilisant la technique des circuits imprimés. La largeur des conducteurs est de 0.127 mm, et ils sont espacés de 0.1 mm. La longueur d'une ligne $\lambda/4$ pour le mode impair est de 18 mm à la fréquence de fonctionnement qui est fixée à 2 GHz.

3.2 Résultas des simulations et des mesures des transitions différentielles planaires

3.2.1. Niveau du balancement des transitions différentielles

Les figures 3.5 à 3.8 représentent les résultats des simulations et des paramètres de dispersion S des deux types de transition différentielle. Les amplitudes de S_{31} et S_{21} sont représentées dans les figures 3.5 et 3.7, tandis que le balancement de la phase des

deux circuits ($\angle S_{21} - \angle S_{31}$) est representé dans les figures 3.6 et 3.8. Les mesures et les simulations ont été éffectuées sur des ports de 50 ohms. D'après ces résultats, on constate que sur une plage de fréquence allant de 500 MHz à 2.7 GHz les amplitudes des signaux aux sorties de la transition Marchand sont bien surperposées. De ce fait, le rapport des signaux aux sorties de la transition différentielle Marchand varie entre 0.5 et 1 dB sur une plage de fréquence de 2.2 GHz. L'erreur du balancement de la phase est quasiment nulle et la perte d'insertion varie entre -6 dB à -5 dB sur la bande de fonctionnement. En comparant les réponses des deux transitions fabriquées, on remarque que la substitution du circuit ouvert par le court-circuit dans le design du court-circuité a réduit la bande de fonctionement à 2 GHz au lieu de 2.7 GHz. Ce changement nous a cependant permis de réduire les dimensions physiques du circuit de moitié.

La perte d'insertion de la transition court-circuité varie entre -10 dB et -5 dB. Par contre, le balancement du signal à la sortie de cette transition est meilleur puisqu' il reste stable à 0.2 dB sur une plage de fréquence allant de 500 MHz à 2 GHz. La figure 3.6 représente le balancement de la phase à la sortie de la transition différentielle court-circuitée. Celui-ci varie entre 177 degrés et 180 degrés sur une bande de 2 GHz.

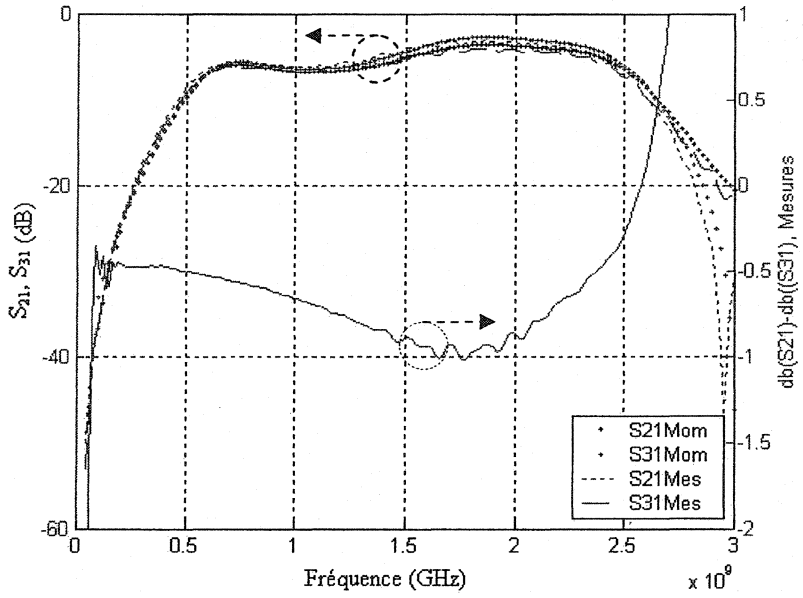


Figure 3.5: Résultats des simulations et des mesures de l'amplitude des signaux aux sorties de la transition différentielle Marchand.

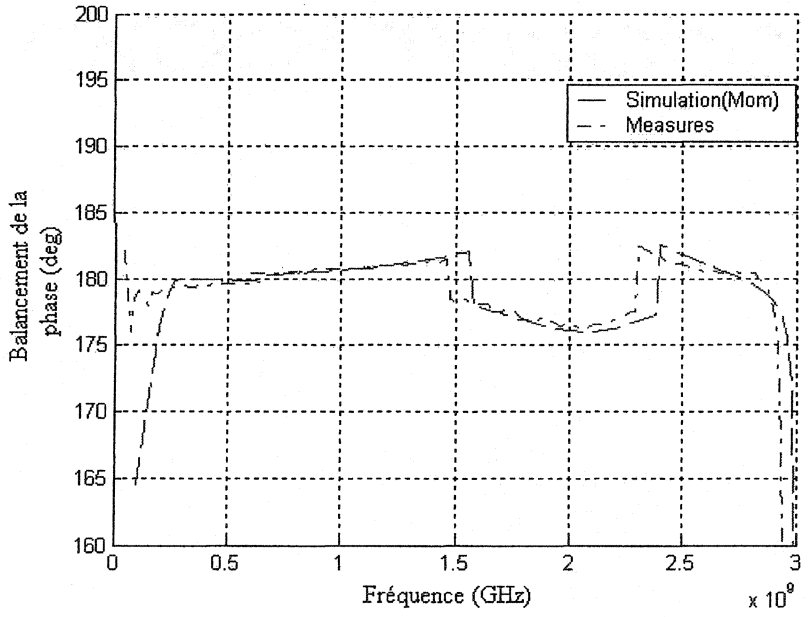


Figure 3.6: Résultats des simulations et des mesures de la différence des phases aux sorties de la transition Marchand

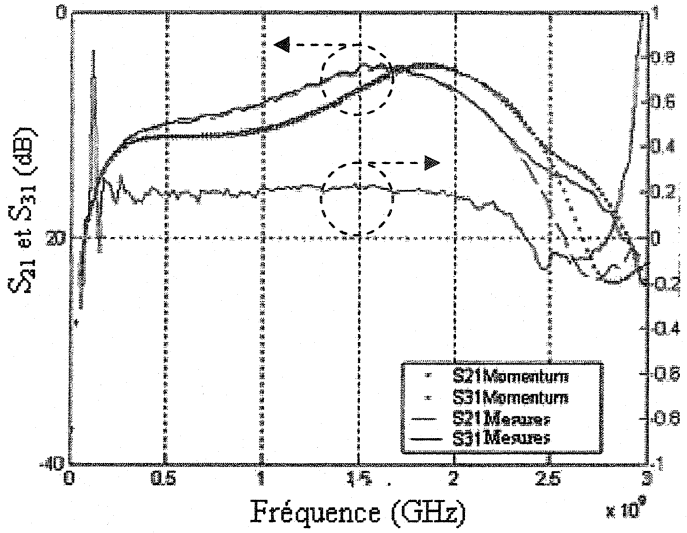


Figure 3.7: Résultats des simulations et des mesures de l'amplitude des signaux aux sorties de la transition différentielle court-circuitée

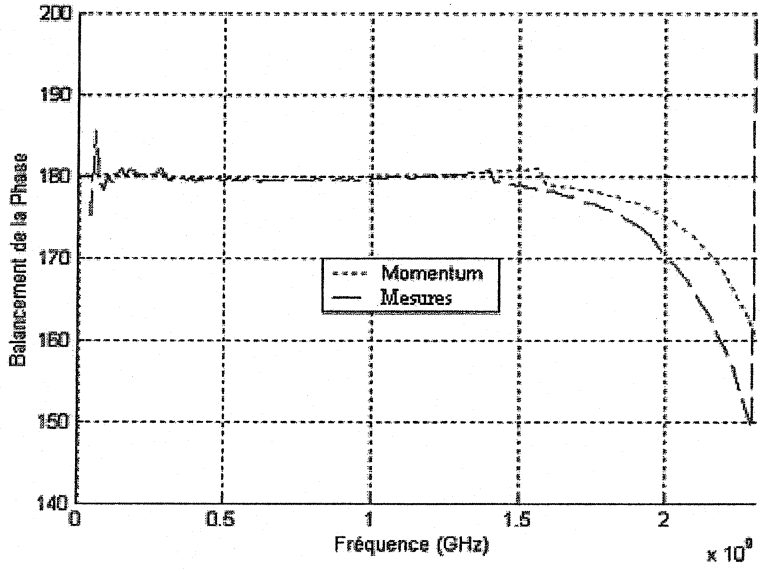


Figure 3.8: Résultats des simulations et des mesures de la différence des phases aux sorties de la transition court-circu

3.2.2 Rejet du mode commun des transitions différentielles conçues

La performance des transitions différentielles conçues peut être mise en évidence via le rapport de rejet du mode commun appelé CMRR. Le CMRR de transition est le rapport du gain du mode différentiel sur le gain du mode commun, c'est à dire:

$$CMRR = \frac{|S_{21} - S_{31}|}{|S_{21} + S_{31}|}$$

La figure 3.9 représente les résultats du rapport CMRR des deux transitions différentielles conçues. D'après ces résultats, la transition différentielle court-circuitée se caractérise par un excellent CMRR variant de 40 dB à 25 dB sur sa bande d'opération, tandis que le CMRR de la transition différentielle Marchand originale s'élève de 25 dB à 30 dB. Par conséquent, les modifications apportées à la transition Marchand ont effectivement améliorées remarquablement la performance de la transition du rejet du mode commun aux basses fréquences bien qu'elles aient également rétrécie la bande de la transition de 500 MHz aux hautes fréquences. La performance du CMRR de la transition reste un paramètre primordial dans la conception des sondes utilisées dans des mesures en champ proche.

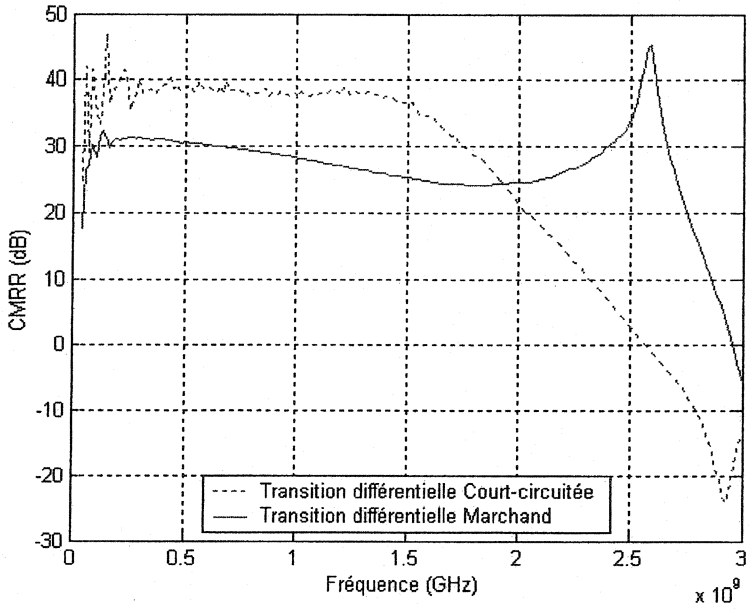


Figure 3.9: Rapport du rejet du mode commun des transitions différentielles Marchand et court-circuité.

3.2.3. Adaptation et isolation des ports de sortie des transitions différentielles planaires

Il a déjà été mentionné que l'adaptation aux ports ne constituait pas un objectif principal dans la conception des sondes désirées. Par contre, il est nécessaire qu'une meilleure isolation des ports de sortie des transitions différentielles soit établie sur la bande de fonctionnement afin d'éviter l'influence d'une éventuelle asymétrie du dipôle ajouté à la sortie de la transition différentielle. Les figures 3.11 et 3.12 représentent les résultats des simulations et des mesures des coefficients de réflexion aux trois ports des circuits ainsi que l'isolation des ports de sorties des deux types de transitions conçues. L'

impédance des ports est fixée à 50 ohms. D'après ces résultats, on constate que le design de la transition Marchand permet d'avoir une isolation qui varie entre -15 dB et -7 dB. De plus, on remarque que meilleure est l'isolation des ports de sorties, plus grand est la perte de retour à ces ports. Les mêmes conclusions peuvent être déduites en analysant les résultats de la perte de retour et l'isolation des ports aux sorties de la transition différentielle court-circuitée (figure 3.12).

L'impédance des ports de sortie des transitions différentielles est dans notre cas, celle du dipôle ajouté à ces transitions (figure 3.10). La valeur de cette impédance est cependant inconnue puisqu'elle varie en fonction du couplage mutuel avec l'extérieur. Afin de démontrer que l'ajout d'une charge capacitive dont l'impédance est très élevée ne peut qu'améliorer l'isolation des ports de sortie de la transition différentielle, nous avons utilisé l'expression générale suivante qui est dérivé de la matrice 1.18 :

$$S_{23} = j\frac{2C^2\left(\sqrt{\frac{Z_1}{Z_0}}\right)}{1+C^2\left(\frac{2Z_1}{Z_0}-1\right)}$$

Z_0 représente l'impédance de la source qui, dans notre cas est celle de l'analyseur du réseau, tandis que Z_1 est l'impédance de la charge à la sortie de la transition différentielle (figure 3.10). Le facteur du couplage C est calculé selon la formule 1.19.

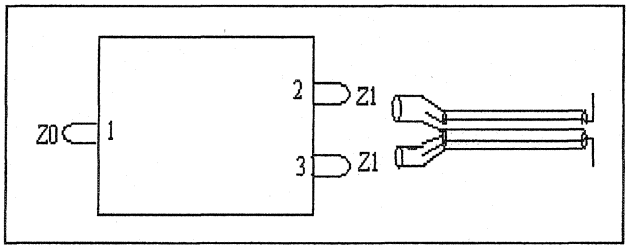


Figure 3.10: Impédance d'entrée et de sortie des transitions différentielles.

Les deux armatures du dipôle sont très petites et ne mesurent qu'un cm de longueur. Sur la bande des transitions, ce dipôle se comporte alors comme un petit condensateur dont l'impédance est très élevée. Cette impédance peut être estimée en utilisant la courbe de la figure 5.6 du livre Stutzman [17]. Sachant que le rapport L/λ du dipôle est inférieur à 0.1, Z_1 est alors inférieur à – j 1500 ohms. La figure 3.13 représente les résultats de l'isolation des deux ports de sortie de la transition différentielle Marchand. Ces résultats sont calculés à partir de l'expression 1.18 en remplaçant Z_1 par les différentes valeurs calculées à différentes capacités possibles du dipôle. En conclusion, les résultats d'isolation des ports de sorties calculés et mesurés à des ports de 50 ohms (figures 3.11 et 3.12) sont largement suffisants pour prédire l'isolation de nos transitions en présence d'une impédance différente de 50 ohms. En effet, d'après les résultats de la figure 3.16, l'isolation aux sorties de la transition différentielle est toujours bien vérifiée en présence d'impédances très élevées.

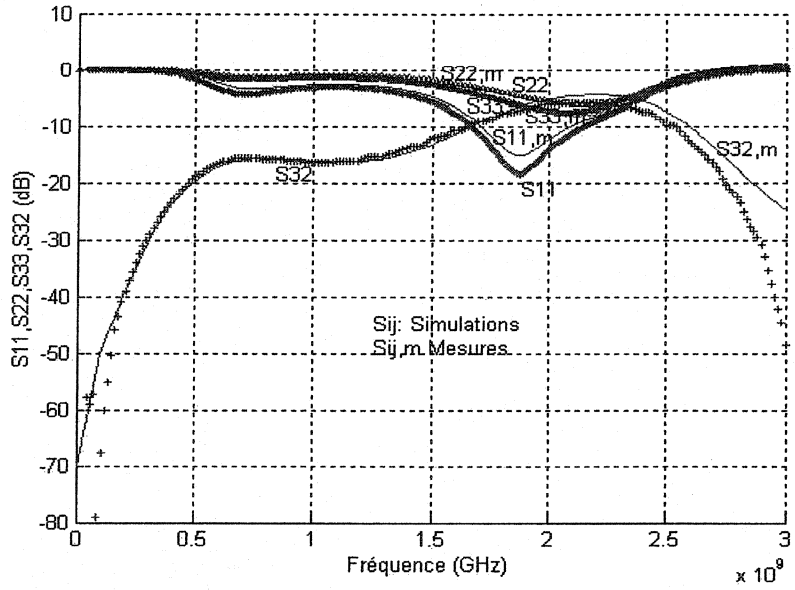


Figure 3.11: Isolation et adaptation mesurées et simulées à des ports de 50 ohms de la transition différentielle Marchand.

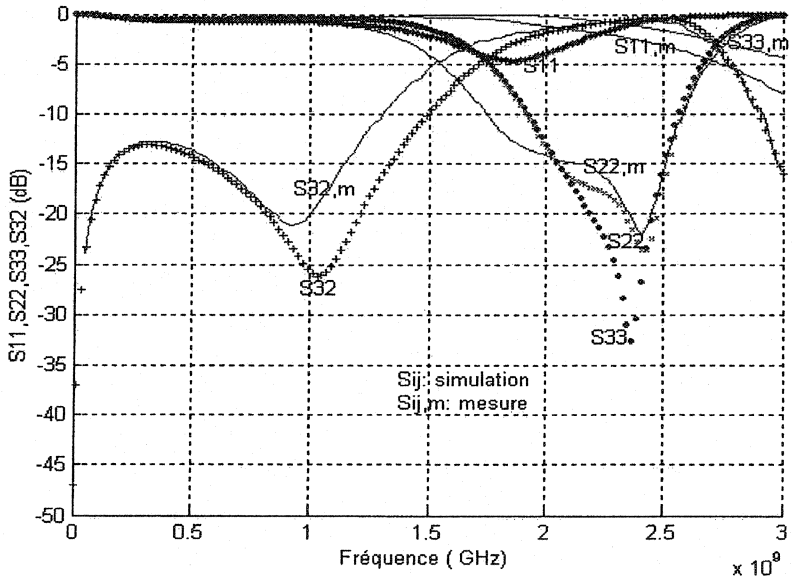


Figure 3.12: Isolation et adaptation mesurées et simulées à des ports de 50 ohms de la transition différentielle court-circuitée.

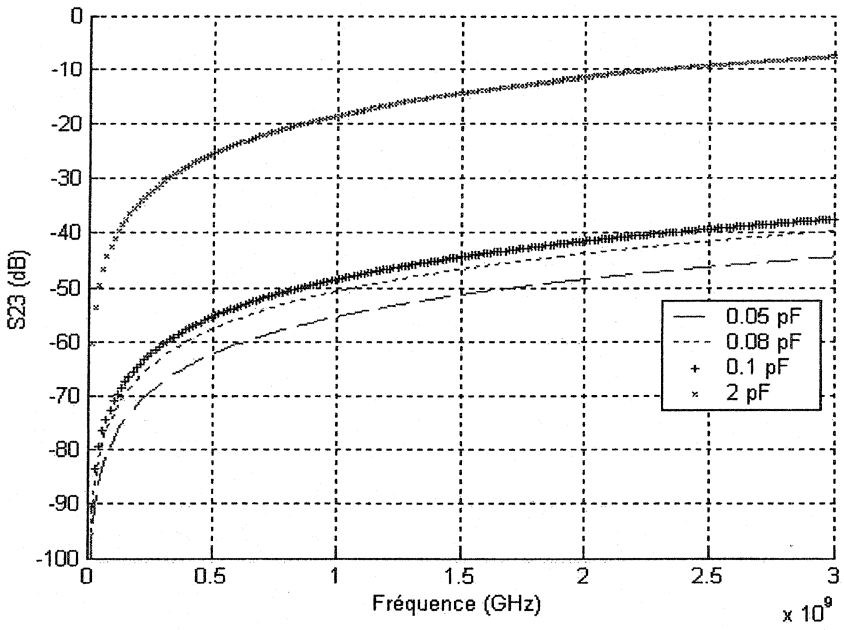


Figure 3.13: Isolation calculée en présence d'impédances très élevées aux sorties de la transition différentielle Marchand

3.3 Conclusion

Jusqu'à maintenant, nous avons donc conçu la première partie de la sonde qui est la transition différentielle. Les conceptions des trois types de transitions ont alors été présentées. Dans le chapitre suivant, la validation des sondes fabriquées à partir des ces transitions sera effectuée. Enfin, une étude comparative entre ces sondes et une sonde active commerciale sera également présentée.

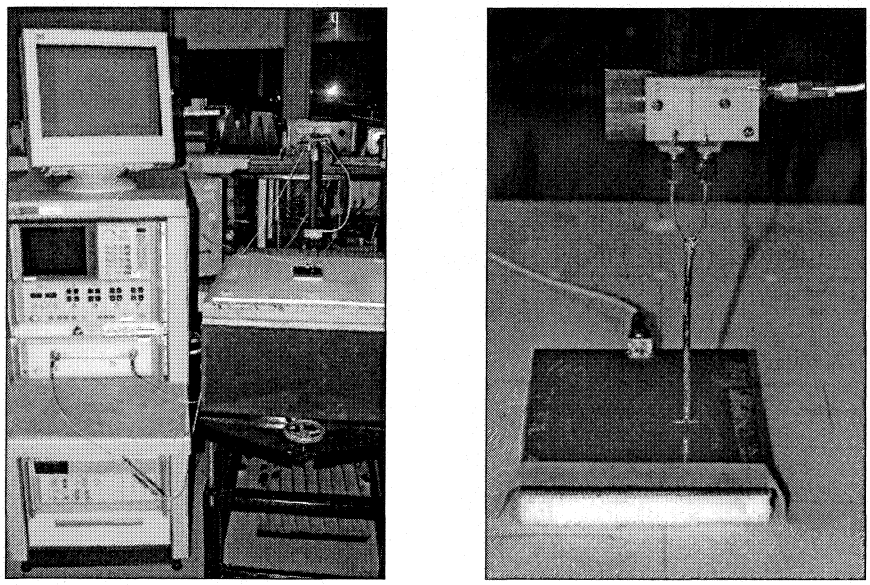
CHAPITRE 4

VALIDATION EXPÉRIMENTALE DES SONDES FABRIQUÉES

Les transitions qui ont été conçues précédemment seront utilisées dans la fabrication des sondes de champ électrique à large bande. Les différentes étapes de leur conception ont été détaillées dans les chapitres précédents. La validation de ces sondes constitue alors une étape déterminante afin de valider le bon fonctionnement des transitions différentielles. La validation s'effectuera grâce un circuit de ligne coplanaire dont on connaît *a priori* les modes de propagation. La performance des ces sondes sera également comparée avec celle d'une sonde active commerciale.

4.1 Banc de mesures en champ proche

Le banc de mesure en champ proche est constitué d'un dispositif de positionnement qui agit sur l'antenne sonde. Il permet ainsi de se déplacer dans le système de coordonnées cartésiennes (x,y) avec une résolution spatiale de l'ordre du micromètre (figure 4.1 et 4.2). Ces positionneurs sont fixés sur des supports d'acier. Afin d'éviter toute perturbation pouvant altérer le champ proche du circuit testé (Antenna Under Test ou AUT), l'ensemble est alors placé suffisamment loin du support qui soutient l'AUT. De plus, le bras principal tenant la sonde dipôle est fait de bois. Il est gardée loin du circuit testé afin d'éviter toute perturbation du champ proche crée par l'AUT.



(a) (b)

Figure 4.1: (a) Banc de mesure en champ proche fabriqué au laboratoire Poly-Grames. (b) Agrandissement de la sonde de mesure et du circuit testé.

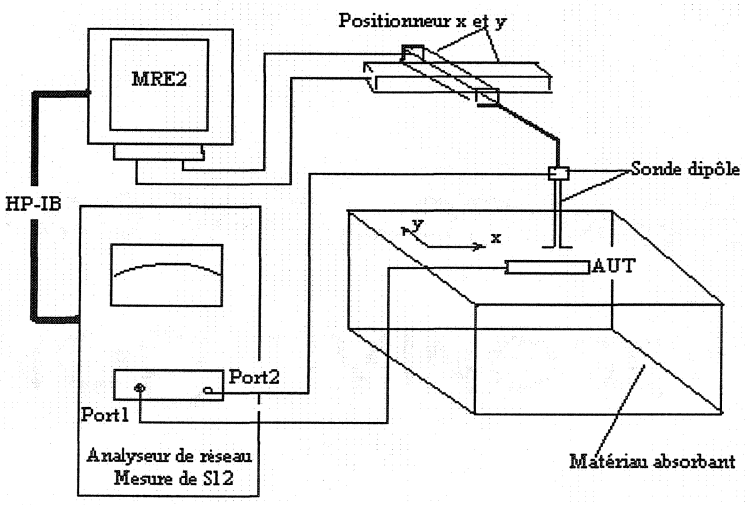


Figure 4.2: Schéma du banc de mesure en champ proche permettant la prise et l'enregistrement des mesures.

4.2 Sondes de mesures en champ proche

Les sondes dipôle utilisées dans les mesures en champ proche sont constituées de deux parties principales. La première d'entre elles est la transition différentielle. Elle permet d'éliminer la composante normale du champ sondé sur le circuit testé et de récupérer sa composante tangentielle. La deuxième partie est quant à elle constituée d'un dipôle qui est en fait une ligne coaxiale dont les extrémités sont dénudées et repliées afin qu'elles aient la même orientation que la composante tangentielle du champ électrique. Les câbles coaxiaux sont connectés aux deux ports de la transition différentielle (figure 4.3). La porte de sortie est connectée directement à l'analyseur de réseau.

Les critères de fonctionnalité d'une sonde sont les suivants :

- très grand rapport de rejet du mode commun
- non-perturbation du champ proche du circuit testé
- capture du mode différentiel du courant
- balancement (l'amplitude du signal récupéré sur chacune des armatures du dipôle doit être identique).

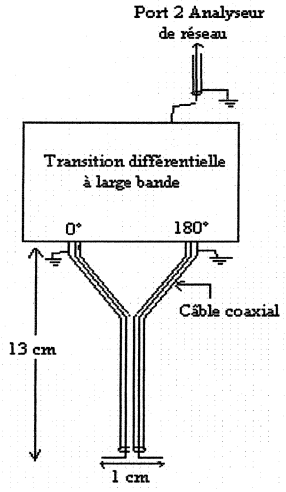


Figure 4.3: Schéma de la sonde dipôle.

La bande de fonctionnement des sondes conçues dépend principalement de la bande de la transition différentielle. La conception de ces transitions a été abordée dans les chapitres précédents.

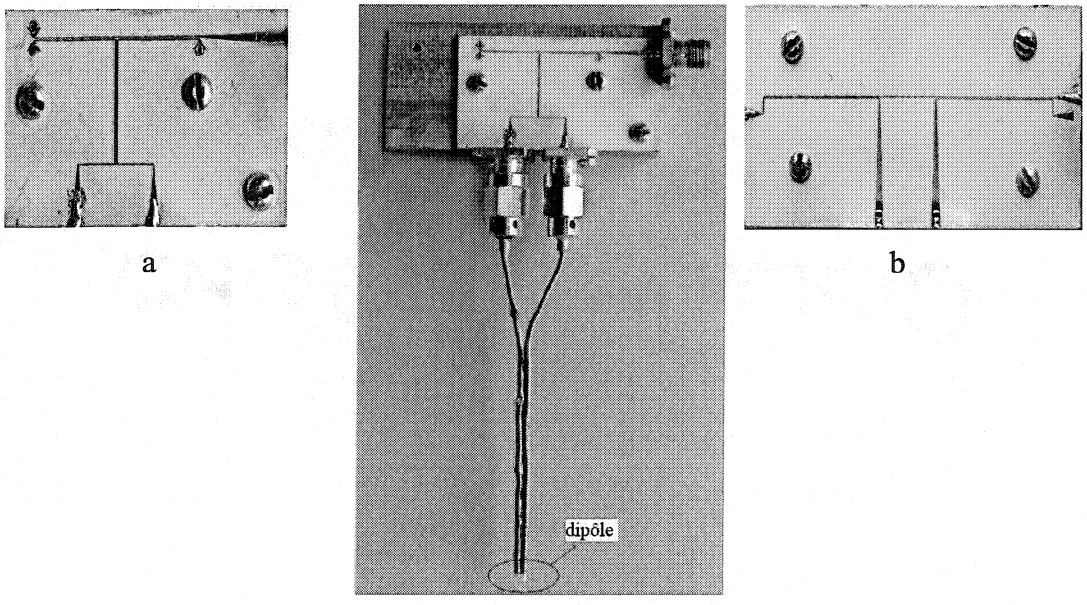


Figure 4.4: Photographie de la sonde dipôle avec les différentes transitions différentielles à large bande: (a) transition court-circuitée (b) transition Marchand.

4.3 Techniques de mesures en champ proche

La technique de mesure utilisée dans le cadre de ce travail est basée sur le paramètre S_{21} mesuré grâce à l'analyseur de réseau. La sensibilité des mesures rend l'utilisation de l'analyseur plus critique [18]. En effet, à cause du couplage, la surface externe du câble qui connecte la sonde capte directement une partie du signal provenant du circuit testé. Ce signal peut être conduit le long de la surface externe du câble et éventuellement atteindre le dipôle. Celui-ci ne mesure pas uniquement le champ local mais aussi les champs recueillis par le câble. Ce problème peut être contourné en éloignant les câbles de la structure étudiée. De plus, si la structure testée est fortement rayonnante, la transition elle même peut alors recevoir du signal. Ceci peut également être évité en encastrant la transition dans des absorbants ou du blindage métallique.

Le paramètre S_{12} mesuré sur l'analyseur de réseau à la figure 4.2 est implicitement lié à la tension V_l mesurée aux bornes de la sonde. L'équation 4.1 exprime la relation entre V_l et le champ incident E^{inc}. L'expression de cette équation sera établie le chapitre 5.

$$V_l = \frac{R_l}{\left(R_l + Z_{p/p}\right) I'(0)} \int_l \overline{E}^{inc} . \overline{J}' dl \qquad (4.1)$$

J' représente la distribution du courant électrique dans la sonde lorsque celle-ci est utilisée en mode émission. Cette distribution est modélisée par une distribution de type sinusoïdal tronqué. $I'(0)$ est le courant d'alimentation lorsque le dipôle opère en mode

transmission. Tandis que $Z_{p/p}$ est l'impédance propre de la sonde et R_l est une charge de 50 Ω.

4.4 Circuit de validation

La validation du fonctionnement des sondes conçues a été effectuée grâce à un simple circuit test dont la structure du champ proche est connue. Il est constitué d'une ligne coplanaire court-circuitée appelée CPW (Figure 4.5). L'avantage de l'utilisation de ce circuit est la facilité avec laquelle un mode symétrique impair peut être excité sur les deux fentes du circuit. Deux composantes du champ électrique seront ainsi créées. La première est une composante tangentielle, de symétrie impaire tandis que la deuxième est normale et de symétrie paire. Les sondes seront validées quand la composante normale du champ électrique sera rejetée par la transition différentielle de la sonde. Puisque le champ électrique normal induit un signal en mode commun sur les deux bras du dipôle, on déduit qu'un ensemble sonde + transition est alors fonctionnel s'il possède un rapport de rejet du mode commun très élevé et s'il permet d'avoir un mode différentiel bien balancé.

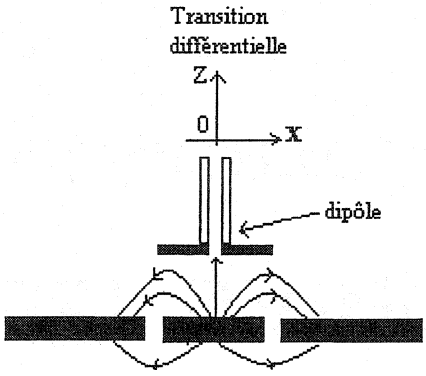


Figure 4.5: Ligne coplanaire court-circuitée CPW.

4.5 Résultats des validations

4.5.1 Résultats de simulation du champ proche sur CPW

Comme l'indique la figure 4.5, le balayage de la sonde est effectué le long de l'axe X sur une distance de 32 mm à une valeur de Y constante et à une hauteur de 5 mm au dessus du circuit CPW. Puisque la sonde ainsi disposée doit recueillir la composante tangentielle du champ E, nous pouvons nous attendre à ce que la tension recueillie à la sortie de la transition différentielle soit maximale et antisymétrique au dessus des fentes du circuit testé tandis qu'elle devrait être nulle à X=0.

En outre, lorsque la sonde se déplace de l'origine X=0, les deux armatures du dipôle seront excitées différemment. Un mode commun sera ainsi induit sur le dipôle et s'ajoutera au mode commun provoqué par l'effet du couplage sur la ligne de transmission reliant la sonde et l'analyseur de réseau. La transition différentielle a ainsi été conçue afin d'éliminer ce mode commun et de ne laisser passer que le mode différentiel. La performance des sondes fabriquées peut alors être quantifiée par le rapport de rejet de la composante normale du champ électrique appelé VFRR. Ce rapport est défini comme le rapport entre le plus grand maximum de la composante tangentielle sondé sur les fentes du CPW et le minimum sondé entre les deux maximums. Les mesures en champ proche balayées sur l'axe X au dessus CPW ont d'abord été simulées grâce au logiciel ADS Momentum. Les figures 4.6-a et 4.6-b illustrent clairement le concept adopté afin d'effectuer ces simulations. Le circuit du test a été simulé par deux lignes coplanaires, tandis que la sonde dipôle a été définie et

déplacée sur une couche d'air située au dessus du CPW. La figure 4.7 représente le résultat de ces simulations à 1.9 GHz. On remarque effectivement que la sonde idéale rejette le mode commun du courant induit par l'excitation de la ligne coplanaire et que la composante tangentielle du champ électrique mesuré est maximale et symétrique sur les fentes du CPW. En outre, le VFRR de la sonde est évalué à -44 dB.

En théorie il devrait être infini mais il ne l'est pas à cause des traitements numériques utilisés qui comportent des erreurs de troncature.

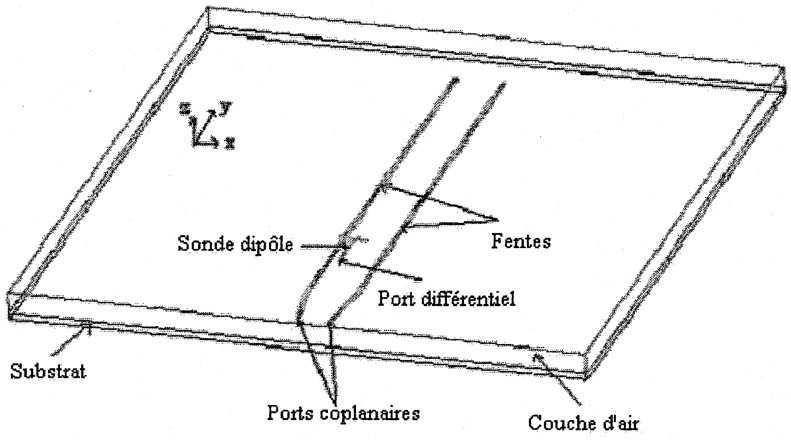


Figure 4.6-a: Circuit de la simulation du champ proche de CPW effectuée avec une sonde idéale à une distance de 16 mm suivant x, à valeur constante de y et à une hauteur de 5 mm.

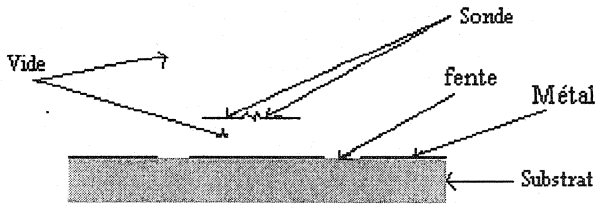


Figure 4.6-b: Coupe transversale au niveau des armatures du dipôle de la sonde représentée sur la figure 4.6.a. La largeur de la fente est de 35 mil et la distance entre les deux fentes est de 400 mil.

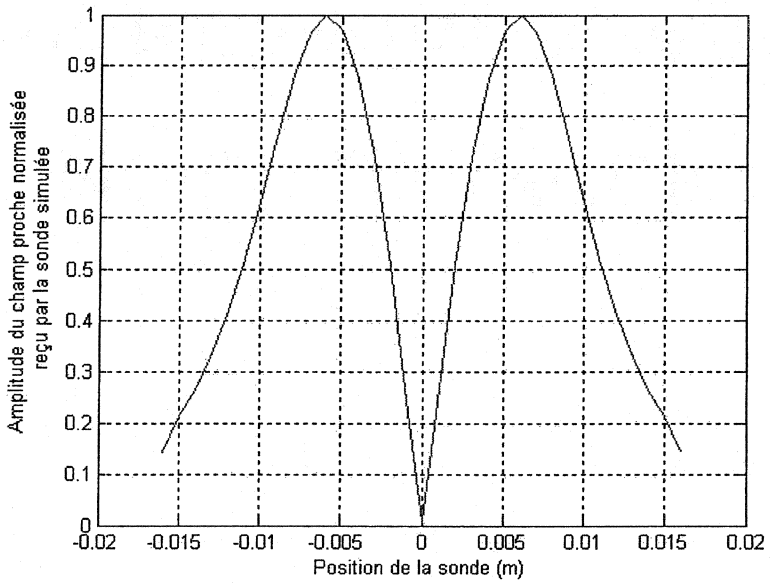


Figure 4.7: Champ proche simulé à 1.9 GHz. Le balayage est effectué le long de l'axe X à une valeur constante de Y et à une hauteur de 5 mm au-dessus de la ligne CPW.

4.5.2 Résultats des mesures du champ proche sur la ligne CPW

La validation des deux sondes fabriquées (avec transition Marchand et avec transition court-circuitée) a été réalisée grâce à des mesures en champ proche sur le

circuit test décrit ci-dessus. Les figures 4.8 et 4.9 représentent respectivement les résultats de ces mesures. Les mesures ont été effectuées dans les mêmes conditions que celles de la simulation. Afin de valider la largeur des bandes des sondes, les mesures de validation ont été prises à différentes fréquences: 1, 1.5 et 2.5 GHz pour la sonde Marchand, et à 1, 1.5 et 1.9 GHz pour la sonde court-circuitée. D'après les résultats de mesures en champ proche effectuées via la sonde Marchand (figure 4.8), le mode commun induit par l'excitation du CPW est quasiment éliminé, ce qui se traduit par un VFRR variant de -28 dB à -35 dB. De plus, le mode différentiel est clairement visible tel que le démontrent les deux maximums du champ électrique sondé sur les deux fentes du circuit de validation. La symétrie de la sonde peut être mise en évidence en comparant le niveau des deux maximums du champ électrique sondé. Une différence de 0.2 dB à 0.7 dB a ainsi été calculée. Plusieurs facteurs peuvent être à l'origine de cette asymétrie :

- différence de la longueur des deux armatures du dipôle ;
- mode commun induit par la composante normale du champ électrique sur la ligne de transmission connectant la sonde à l'analyseur du réseau ;
- planéité du banc de mesure.

Les résultats des mesures en champ proche effectuées via la sonde court-circuitée démontrent également une meilleure performance pour l'élimination du mode commun du champ électrique qui se caractérise par un VFRR variant de -28 à -37 dB. La différence entre les deux maximums du champ électrique sondé sur les deux fentes du circuit de validation s'élève à 0.75 dB.

Le même test de validation a été appliqué sur la sonde spirale conçue grâce à la transition différentielle spirale discutée dans les chapitres 1 et 2. Les mesures en champ proche ont été effectuées à très basses fréquences sur la bande de la transition spirale. La figure 4.10 démontre ces résultats de validation. Il est important de rappeler qu'avec la technique de fabrication MIC utilisée, nous n'avons pas pu miniaturiser suffisamment la taille de la transition afin d'obtenir le résultat escompté (bande d'opération de 1.5 GHz).

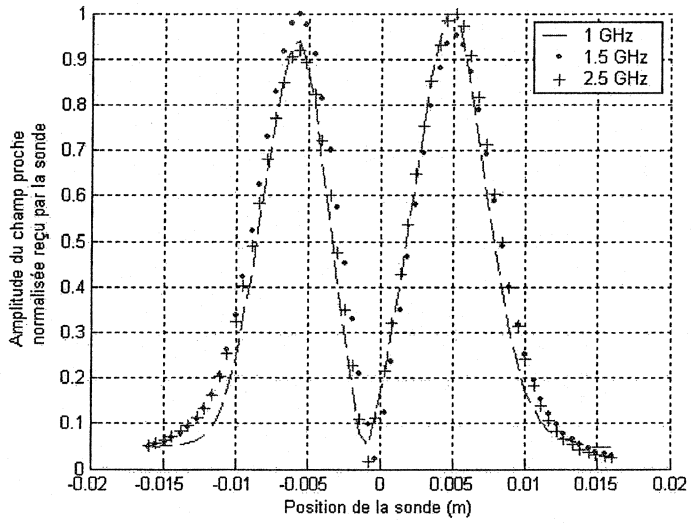


Figure 4.8: Champ proche mesuré sur CPW à différentes fréquences. Les mesures sont prises le long de l'axe X à une valeur constante de Y (Sonde Marchand) et à une hauteur de 5 mm.

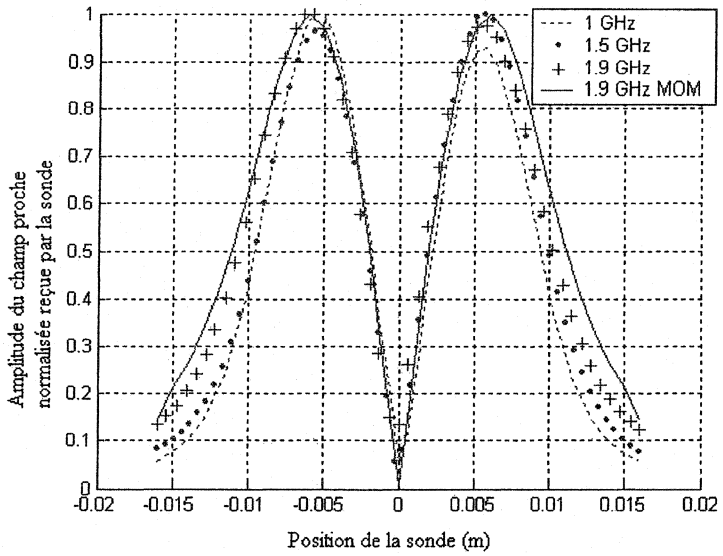


Figure 4.9: Champ proche mesuré sur CPW à différentes fréquences. Les mesures ont été prises le long de l'axe X à une valeur constante de Y et à une hauteur de 5 mm (sonde court-circuitée).

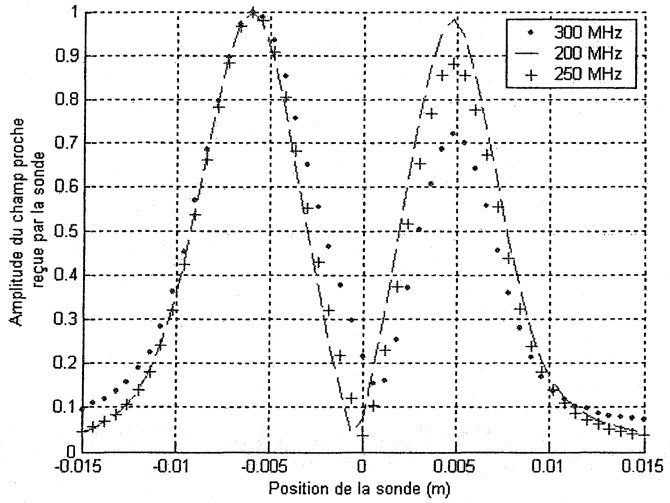


Figure 4.10: Champ proche mesuré sur CPW à différentes fréquences. Les mesures ont été prises le long de l'axe X à une valeur constante de Y et à une hauteur de 5 mm (sonde spirale).

4.5.3 Comparaison entre les sondes conçues et une sonde commerciale active (P6330 Tektronix)

Une sonde d'oscilloscope active disponible au laboratoire a été conçue afin d'effectuer des mesures différentielles. En effet, l'amplificateur différentiel de la sonde (figure 4.11) permet d'amplifier toutes les différences du signal aux entrées de la sonde et de rejeter tous les signaux communs aux entrées. Cette sonde est conçue et optimisée afin de fonctionner à des largeurs de bande pouvant s'élever jusqu'à 3 GHz, avec un CMRR pouvant être de -40 dB, et de caractériser des circuits à faible signal. Son utilisation avec des instruments autres que des oscilloscopes Tektronix, exige une interface de source de puissance 1103 Tekprobe et une calibration de la sonde avec la source avant d'effectuer des mesures.

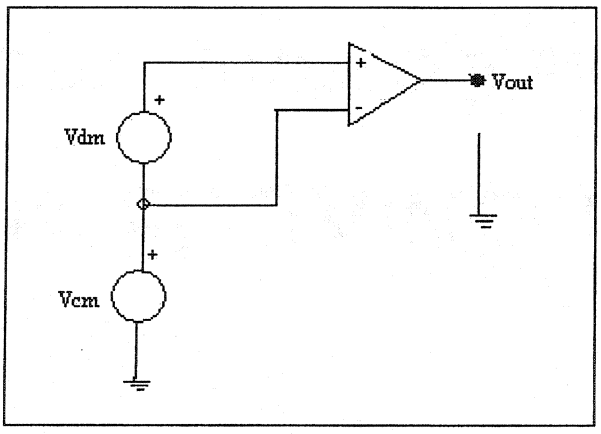


Figure 4.11: Modèle simplifié d'un amplificateur différentiel (Vcm représente la tension du mode commun et Vdm celle du mode différentiel).

La sonde étant conçue pour des mesures de circuit électronique, nous l'avons modifiée par le simple ajout d'un dipôle court imprimé afin d'en faire une sonde de champ proche. Dans ce cas la sonde est flottante et le nœud de masse représente à la figure 4.11 et qui correspond à l'armature de la sonde n'est tout simplement pas branché.

La figure 4.12 démontre les résultats des mesures en champ proche obtenus grâce à la sonde active sur le circuit de validation CPW. Les résultats concernant la symétrie et le VFRR de la sonde active restent encore des objectifs à améliorer. Plusieurs causes peuvent être à l'origine de cette dégradation. Parmi ces causes, on peut citer :

- le couplage du mode commun à travers les câbles de l'alimentation de la sonde;
- l'asymétrie de la sonde ajoutée

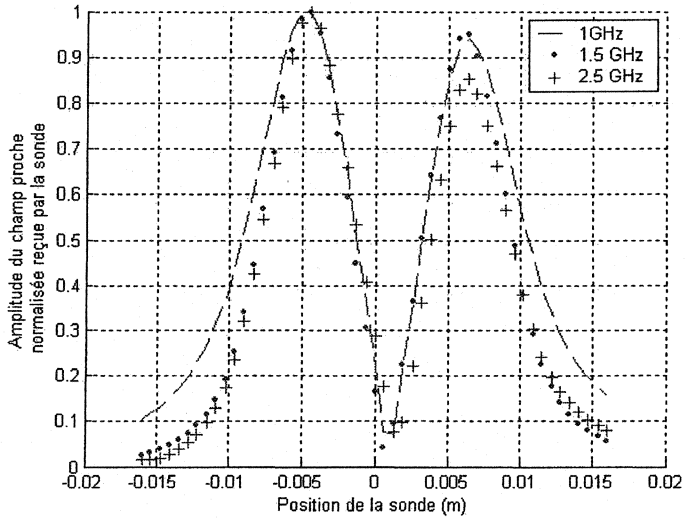


Figure 4.12: Champ proche mesuré sur CPW ligne transmission à différentes fréquences. Les mesures sont prises le long de l'axe X à une valeur constante de Y et à une hauteur de 5 mm (sonde active)

Dans les chapitres suivants nous allons présenter le développement d'une nouvelle technique de caractérisation des antennes à ouverture ainsi que son application

sur une antenne cornet. Cette technique a été inspirée de la méthode des moments en utilisant des mesures en champ proche. Les sondes conçues seront alors utilisées dans ces mesures.

CHAPITRE 5

TECHNIQUE DES COURANTS ÉLECTRIQUES ÉQUIVALENTS BIDIMENSIONNELS (CEEB)

La méthode des CEEB, inspirée de la méthode des moments, a été conçue afin de déterminer la distribution des courants équivalents des antennes à ouverture. Dans ce chapitre, une brève étude théorique sera présentée afin d'expliquer la technique des CEEB qui implique des mesures en champ proche dans la détermination des coefficients de courants sources équivalents d'une antenne.

Le choix des fonctions de base dépend de la source rayonnante à caractériser. À partir des mesures en champ proche obtenues au voisinage de cette source, il est plausible que l'emploi des fonctions 2D permettrait de reproduire des champs ayant la même allure que celle du champ proche mesuré. De plus, avec des fonctions de base 2D, on pourrait s'attendre à ce que la convergence du calcul soit meilleure que dans le cas de distributions utilisant des fonctions de base filamentaires.

5.1 Méthode des moments comme fondement de la technique des CEEB

5.1.1 Équation intégrale [17]

L'équation intégrale 5.1 du champ électrique appliquée à une antenne métallique parfaitement conductrice occupant un volume V s'écrit:

$$\int_{V'} \overline{\overline{K}}(\bar{r},\bar{r}')\bar{J}(r')dv' = -\bar{E}^i(\bar{r}) \qquad (5.1)$$

$\overline{\overline{K}}(\bar{r},\bar{r}')$ est la fonction de Green correspondant au milieu où se trouve l'antenne [17], $\bar{r}$ représente les coordonnées d'observation à la surface de l'antenne tandis que $\bar{r}'$ représente une variable d'intégration correspondant aux coordonnées de la source $\bar{J}$. La variable $\bar{J}(\bar{r}')$ représente le courant induit à déterminer sur la surface de la structure et $-\bar{E}^i(\bar{r})$ est le champ appliqué sur l'antenne par une source externe, localisée ou distribuée (e.g onde incidente).

L'approximation de la solution de cette équation intégrale est obtenue par la méthode des moments qui consiste à discrétiser l'équation intégrale suivante et à résoudre l'équation résultante à l'aide de la méthode des résidus pondérés.

5.1.2 Discrétisation de l'équation intégrale et solution obtenue grâce à la méthode des résidus pondérés.

Il a été démontré dans la littérature [17] que l'équation intégrale 5.1 pouvait s'écrire sous forme discrète de façon approximative:

$$\sum_{1}^{N} Z_{mn} I_n = V_m \qquad \text{m=1,2 .....M} \qquad (5.2)$$

$[Z_{mn}]$ représente la matrice d'impédance généralisée, $[I_n]$ le vecteur des courants inconnus et $[V_m]$ le vecteur des sources de tension. La définition de ces différents termes sera donnée ultérieurement. Une démonstration synthétique montrant l'équivalence entre

l'équation 5.1 et le système matriciel 5.2 sera établie également par la suite à l'aide d'un exemple.

La figure 5.1 ci-dessous schématise un fil droit conducteur. Si le rayon du fil est inférieur au dixième de la longueur d'onde, on peut utiliser l'approximation des fils minces et supposer que les courants induits ont uniquement une composante axiale selon z. Dans cette approximation, seule la composante z du champ est considérée. Suite à ces approximations, l'équation 5.1 devient :

$$\int_{V'} K_{zz}(\bar{r},\bar{r}')J_z(\bar{r}')dv' = -E_z^i(\bar{r}) \tag{5.3}$$

Dans cette équation, le membre de gauche représente le champ électrique $\overline{E}_z^s(\bar{r})$ produit par la distribution de courant J_z induite sur l'antenne. Définissons la variable $R(\bar{r})$ comme le résidu suivant :

$$R(\bar{r}) = E_z^s(\bar{r}) + E_z^i(\bar{r}) \tag{5.4}$$

Cette équation doit être satisfaite en tout point $\bar{r}$ situé à la surface de l'antenne. La discrétisation de l'équation intégrale consiste d'abord à approximer $J_z(\bar{r}')$ par une somme finie de fonctions de base en posant

$$J_z(\bar{r}') = \sum_{n=1}^{N} I_n J_n(\bar{r}') \tag{5.5}$$

Dans le cas de structures filaires, le choix de prédilection pour les fonctions J_n est une fonction sinusoïde tronquée (voir [17]).

Substituant cette équation dans l'expression du résidu, on obtient :

$$R(\bar{r}) = \sum I_n E_n^s(\bar{r}) + E_z^i(\bar{r}) \tag{5.6}$$

Grâce à la linéarité de l'opérateur intégral. Le principe de la méthode des résidus consiste à déterminer les coefficients des courants I_n qui produisent d'un résidu nul.

En pratique, la validation de l'expression $R(\bar{r}) = 0$ en tout point de l'antenne est remplacée par la validation de moments nuls de $R(\bar{r})$. Les moments sont obtenus par des intégrales avec des fonctions de pondération $W_m(\bar{r})$. Pour des raisons de rapidité de convergence les fonctions W_m sont souvent simulaires aux fonctions J_n.

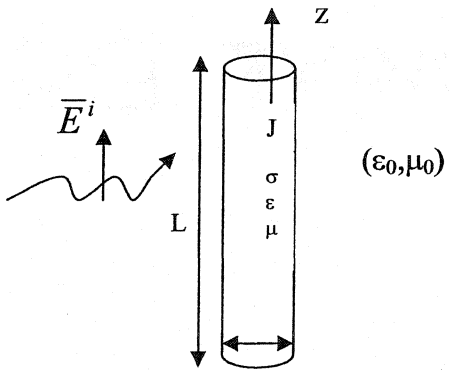


Figure 5.1: Schéma d'une partie d'un fil conducteur dans l'espace libre

Les résidus pondérés s'écrivent selon la forme suivante:

$$\int_V W_m(\bar{r}) R(\bar{r}) dv = 0, \qquad \text{m=1,2,3, ...,M} \tag{5.7}$$

W_m représente une fonction de pondération, aussi appelée fonction test. En insérant l'équation 5.6 dans 5.7, on obtient :

$$\int_V W_m(\bar{r}) \sum_{n=1}^{N} I_n E_n^s(\bar{r}) dv + \int_V W_m(\bar{r}) E_z^i(r) dr = 0 \tag{5.8}$$

Après la sortie de la sommation de l'intégrale, l'équation 5.8 devient :

$$\sum_{1}^{n} I_n \int_V W_m(\bar{r}) E_n^s dv = -\int_V W_m(z) E_z^i(z) dv \tag{5.9}$$

Par définition, Z_{mn} et V_m s'expriment selon les formules suivantes :

$$Z_{mn} = \int_V W_m(\bar{r}) E_n^s dv \text{ et } V_m = -\int_V W_m(\bar{r}) E_z^i(\bar{r}) dv \tag{5.10}$$

L'équation 5.9 peut alors s'écrire sous la forme suivante:

$$\sum_{1}^{N} Z_{mn} I_n = V_m \tag{5.2}$$

L'équation 5.2 et la méthode des moments serviront de point de départ dans le développement de la technique des CEEB.

5.2 Technique des courants équivalents électriques bidimensionnels (CEEB)

La technique des CEEB proposée dans ce mémoire vise à permettre le calcul de courants équivalents sur des ouvertures de guide d'onde ou des antennes à ouverture à partir d'une approche inspirée de la méthode des moments. Le développement de cette technique s'inspire de la technique des courants équivalents proposée par Sarkar *et al.* [19] dans laquelle la distribution des courants sur une structure est représentée par un réseau de dipôles magnétiques infinitésimaux équivalents (CME). La méthode CME a été mise en place afin de déterminer les coefficients associés à ces dipôles magnétiques (fonctions de base). La technique des courants électriques équivalents bidimensionnels (CEEB) est basée également sur le même principe. La seule différence entre les deux techniques est donc le choix des fonctions de base. Dans la technique CEEB, les dipôles magnétiques ont été substitués par des dipôles rectangulaires surfaciques sinusoïdaux

(DRSS). Avec cette technique, le nombre de fonctions de base nécessaires pour modéliser correctement la distribution du courant surfacique est réduit grâce à l'utilisation de DRSS au lieu de dipôles filaires. La taille du problème serait ainsi réduite. De plus, la précision du calcul serait également meilleure. En effet, les fonctions filamentaires conduisent invariablement à la présence de singularités dans le champ proche de la structure modélisée. Celles-ci n'étant pas présentes en réalité dans le champ proche des antennes à ouvertures rayonnantes, il est préférable d'avoir recours à des fonctions de base qui n'ont pas de singularité inhérente. De telles fonctions bidimensionnelles sont présentées au paragraphe suivant.

5.2.1 Monopoles rectangulaires sinusoïdaux surfaciques

La densité du courant électrique surfacique des fonctions de base proposées s'exprime selon la formule suivante:

$$J_s = \frac{\hat{z}\gamma\left[I_1 \sinh\gamma(z_2 - z) + I_2 \sinh\gamma(z - z_1)\right]\cosh\gamma y}{2\sinh(\gamma h)\sinh(\gamma w)} \tag{5.11}$$

Comme l'illustre la figure 5.3, cette source est localisée dans le plan yz dans la région $-w<y<w$ et $z_1<z<z_2$. C'est une source rectangulaire planaire dont les dimensions sont de $2w$ et h, avec $h=|z_2-z_1|$. Les constantes I_1 et I_2 sont les courants terminaux respectifs en ampères à $z = z_1$ et $z = z_2$. γ est la constante de propagation en espace libre, i.e. $\gamma = \sqrt{-\omega^2 \mu\varepsilon}$.

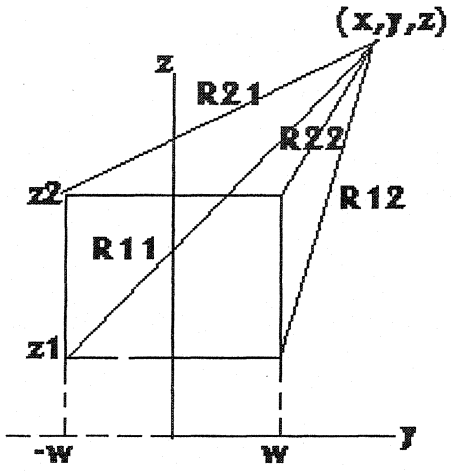


Figure 5.2: Schéma d'un monopôle de surface rectangulaire

5.2.2 Expression du champ dans la zone proche du monopôle surfacique

La surface rectangulaire du monopôle est localisée dans un milieu homogène conducteur avec une impédance intrinsèque η et une constante de propagation γ. Les expressions des champs proches d'un tel monopôle sont données par les équations suivantes [20] :

$$Ex(x,y,z) = j\eta C\left[(I_2S_2 - I_1S_1)\sinh\gamma h + I_{12}F_1 + I_{21}F_2\right] \tag{5.12}$$

$$Ey(x,y,z) = \eta C\left[(I_2T_2 - I_1T_1)\sinh\gamma h + I_{12}G_1 + I_{21}G_2\right] \tag{5.13}$$

$$E_z(x,y,z) = 2\eta C(I_{12}V_1 + I_{21}V_2) \tag{5.14}$$

$$C = \gamma/(32\pi\sinh\gamma h\sinh\gamma w) \tag{5.15}$$

$$I_{21} = I_2\cosh(\gamma h) - I_1 \tag{5.16}$$

$$I_{12} = I_1\cosh(\gamma h) - I_2 \tag{5.17}$$

$$F_n = \sum klmE(k,l,m,n) \tag{5.18}$$

$$S_n = \sum klE(k,l,m,n) \tag{5.19}$$

$$G_n = \sum mE(k,l,m,n) \tag{5.20}$$

$$V_n = E(0,1,0,n) - E(0,-1,0,n) \tag{5.21}$$

$$T_n = -2E(0,1,0,n) - 2E(0,-1,0,n) + \sum E(k,l,m,n) \tag{5.22}$$

$$E(k,l,m,n) = \exp(jk\gamma x)\exp(l\gamma y)\exp(m\gamma(z-z_n))\int_a^b \frac{\exp(-\gamma u)du}{u} \tag{5.23}$$

$$a = R_{n1} + jkx + l(y-y_1) + m(z-z_n) \tag{5.24}$$

$$b = R_{n2} + jkx + l(y-y_2) + m(z-z_n) \tag{5.25}$$

ou $\sum$ signifie $\sum_{k=-1}^{1}\sum_{l=-1}^{1}\sum_{m=-1}^{1}$

Comme la figure 5.2 l'illustre, R_{n1} et R_{n2} sont les distances des coins de la source au point d'observation. Dans les expressions 5.24 et 5.25, $y_1 = -w$ et $y_2 = w$. Dans le terme de triple sommation, les indices *k*, *l* et *m* ne peuvent prendre que les valeurs 1 et -1. Il est important de noter que l'expression de *Ey* reste valable tant que x est différent de 0.

5.2.3 Dérivation de la technique CEEB à partir de la méthode des moments

Tel qu'il a été mentionné auparavant, la méthode des moments consiste à discrétiser l'équation intégrale 5.1. La distribution des courants est ainsi remplacée par une somme finie de fonctions de bases. La technique CEEB a alors été utilisée afin de calculer les coefficients associés aux ensembles des fonctions de bases qui modélisent la distribution des courants source sur l'ouverture de l'antenne. La caractérisation d'une antenne à partir de la méthode CEEB peut ainsi être exprimée grâce à un système

matriciel comprenant la sonde à une position fixe et l'antenne testée. Ce système s'écrit selon la formule suivante:

$$\begin{bmatrix} [Z_{e/e}] & [Z_{e/s}] \\ [Z_{e/s}] & [Z_{s/s}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [I_e] \\ [I_s] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [V_e] \\ [V_s] \end{bmatrix} \tag{5.26}$$

$Z_{e/e}$ représente la matrice d'interaction entre les monopôles, $Z_{e/s}$ le vecteur de couplage entre les monopôles et la sonde. Dans le cas présent, on supposera que la sonde est suffisamment petite et qu'elle peut ainsi être modélisée par une seule fonction de base du dipôle électrique sinusoïdale tubulaire. $[I_e]$ représente les coefficients des courants des monopôles sources modélisant la distribution du courant équivalent sur l'ouverture de l'antenne à caractériser, tandis que $[I_s]$ est le coefficient du courant induit sur la sonde. Le vecteur $[V_e]$ représente les tensions appliquées aux bornes des monopôles et le scalaire $[V_s]$ est la source de tension aux bornes de la sonde.

Considérant uniquement les sous-matrices supérieures du système 5.27, on obtient:

$$[Z_{e/e}][I_e]+[Z_{e/s}][I_s]=[V_e] \tag{5.27}$$

Si la perturbation du champ proche de l'antenne causée par le rapprochement de la sonde de l'antenne testée est négligeable, l'équation 5.28 peut alors être simplifiée :

$$[Z_{e/e}][I_e]\approx[V_e] \tag{5.28}$$

Après avoir solutionné cette expression pour trouver les coefficients $[I_e]$ et considéré les sous-matrices inférieures du système 5.27, on obtient :

$$[Z_{e/s}][I_e]+[Z_{s/s}][I_s]=[V_s] \tag{5.29}$$

Connaissant la tension V_s obtenue grâce aux mesures de champs proches et tenant compte du fait qu'il n'y a aucune source sur la sonde ([V_s=0]), le système 5.30 se réduit à:

$$[Z_{e/s}][I_e]+[Z_{s/s}][I_s]=0 \tag{5.30}$$

Le champ proche sondé provoque des courants induits [I_s] sur la sonde. Ces courants sont proportionnels à la tension [V_l] mesurée aux bornes de la sonde branchée à une charge R_l. Le circuit électrique équivalent de la sonde (figure 5.4) illustre la relation entre la tension mesurée [V_l] et les coefficients des courants induits [I_s] sur la sonde.

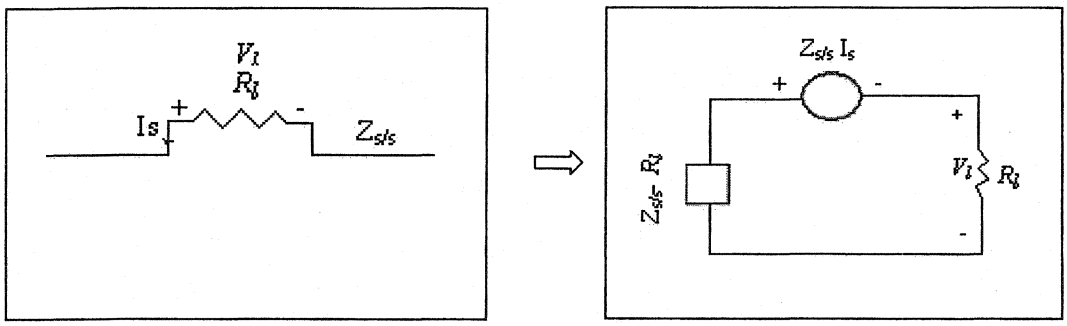


Figure 5.3: Circuit électrique équivalent de la sonde dipôle avec une charge.

D'après la figure 5.4, La tension à la charge R_l est donnée par la loi d'Ohm:

$$V_l = R_l I_l = - R_l I_s \tag{5.31}$$

En tenant compte de l'équation 5.32, l'équation 5.31 devient:

$$V_{ln} = \frac{R_l}{Z'_{s/s}}[Z_{e/s}]_n[I_e] \tag{5.32}$$

V_{ln} représente la tension à la charge de la sonde placée à une position n donnée. $[Z_{e/s}]_n$ est un vecteur ligne représentant les impédances mutuelles entre les dipôles électriques et la sonde à une position n. Il a été mentionné que la technique CEEB a été appliquée dans le cas où la sonde ne perturbait pas le champ proche de l'antenne testée, c'est-à-dire que $[I_e]$ reste constant pour toutes les positions de la sonde. Si, en effectuant M mesures à différentes positions, l'équation 5.33 peut alors s'exprimer de la manière suivante:

$$\begin{bmatrix} V_{l1} \\ V_{l2} \\ . \\ . \\ . \\ V_{lM} \end{bmatrix} = \frac{R_l}{Z'_{s/s}} \begin{bmatrix} [Z_{e/s}]_1 \\ [Z_{e/s}]_2 \\ . \\ . \\ [Z_{e/s}]_M \end{bmatrix} [I_e] \tag{5.33}$$

Ce qui peut également s'écrire sous la forme:

$$[Vprb] = [Z][I_e] \tag{5.34}$$

Ce système linéaire contient N coefficients de sources inconnus $[I_e]$ et M tensions mesurées $[V_l]$. La matrice $[Z_{e/s}]_n$ est représentée par un vecteur ligne de N éléments et $[V_l]_n$ est la tension sondée au nième point dont les coordonnées sont (x_n,y_n,z_n).

La détermination des coefficients $[I_e]$ des courants nécessite alors la résolution du système linéaire 5.35. La solution de l'équation 5.34 pour $[I_e]$ comportant la matrice Z non carrée a été obtenue en utilisant la méthode de la décomposition en valeurs singulières [26].

5.3 Méthode de solution du problème inverse par décomposition en valeurs singulières.

Le système matriciel 5.35 appartient à la classe des problèmes dits mal posés (ill-posed problem). En conséquence la matrice $[Z]$ est alors considérée comme mal conditionnée. Plusieurs méthodes ont été proposées afin d'obtenir une solution stable pour de tels systèmes. Parmi celles–ci, la méthode de décomposition en valeurs singulières (DVS) utilisée ici a permis d'obtenir des résultats satisfaisants dans notre application.

Le principe de cette méthode consiste à décomposer la matrice $[Z]$, en trois matrices:

$$[Z] = [U][S][V]^{T} \tag{5.35}$$

La technique de décomposition se présente comme suit : une matrice non carrée $[Z]_{M\times N}$ dont le nombre des lignes M est plus grand ou égal au nombre de colonnes N peut être écrite sous forme d'un produit d'une matrice $[U]$ dont les colonnes sont orthogonales; une matrice diagonale $[S]_{N\times N}$ dont les valeurs sont non nulles et classées par ordre décroissant est la transposée d'une matrice $[V]_{N\times N}$. La méthode DVS permet de détecter des problèmes de mauvais conditionnement de la matrice $[Z]$ via le calcul du nombre de condition. Celui–ci est défini comme le rapport entre la valeur du plus grand élément de la matrice $[S]$ et celle du plus petit. Un problème est dit mal conditionné quand le nombre de conditions de sa matrice d'impédance est très grand.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, le développement théorique de la technique des courants électriques équivalents bidimensionnels a été présenté. Dans le chapitre suivant, nous allons démontrer la pertinence de cette méthode dans la caractérisation des antennes à ouvertures. En particulier, l'étude d'une antenne cornet à 2.45 GHz sera effectuée grâce à cette technique. Une comparaison entre cette technique et des anciennes techniques utilisant des dipôles filamentaires magnétiques (CME) ou électriques (CEE) sera également mise en évidence.

CHAPITRE 6

CARACTÉRISATION D'UNE ANTENNE CORNET UTILISANT LA TECHNIQUE CEEB

Comme il a été mentionné dans le chapitre 5, la technique des courants électriques équivalents bidimensionnels (CEEB) a été exploitée dans le calcul de la distribution des courants surfaciques d'une structure quelconque. Dans ce chapitre, nous allons représenter l'application de cette technique dans la caractérisation d'une antenne cornet à 2.45 GHz. La distribution des courants sur l'ouverture du cornet sera ainsi calculée et le diagramme de rayonnement en champ lointain sera ensuite déterminé. Enfin, les performances de l'utilisation des fonctions électriques au lieu des courants filamentaires magnétiques ou électriques seront également mises en évidence.

6.1 Description générale

La validation de la technique CEEB a été effectuée par la caractérisation d'une antenne cornet à 2.45 GHz. Les caractéristiques de cette antenne ont été déterminées au préalable en prenant des mesures en champ lointain et champ proche. L'ouverture de l'antenne cornet est un carré dont le côté est égal à longueur d'onde en espace libre à 2.45 GHz. Les mesures du champ proche ont été effectuées grâce à la sonde basée sur une transition différentielle Marchand, décrite dans les chapitres précédents. Le dispositif de mesure du champ proche utilisé a quant à lui été présenté dans le chapitre 4.

Le balayage a alors été effectué sur une surface de 16 cm × 16 cm (figure 6.1) à différentes hauteurs *h* au dessus de l'antenne (λ/2, λ/4 et λ/8).

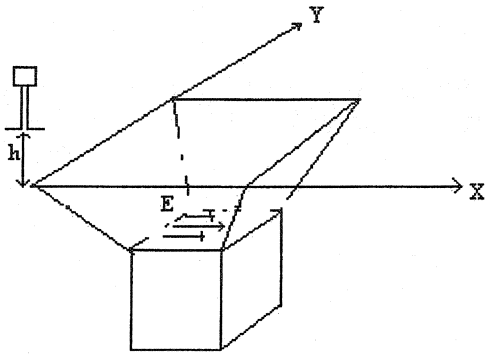


Figure 6.1: Schéma des mesures en champ proche d'un cornet à une hauteur *h*, l'ouverture du cornet est de λ×λ à 2.45 GHz.

La figure 6.2 illustre l'amplitude et la phase du champ proche E_x mesuré à λ/4 et normalisée par rapport à la valeur maximale. D'après ces deux images, l'allure du champ proche mesuré est une cloche qui est légèrement asymétrique par rapport au centre du cornet. Plusieurs sources peuvent être l'origine de cette asymétrie:

- planéité de la table de mesure;
- perturbation du champ proche par la présence de la sonde;
- faible asymétrie de la géométrie du cornet.

La première et la deuxième cause peuvent facilement être vérifiées par un simple étalonnage du dispositif de mesure. Des mesures préliminaires en champ proche ont alors été effectuées sur des circuits standards. Il a ainsi été vérifié que les deux premiers

problèmes cités ci-dessus n'altèrent pas de façon significative les mesures en champ proche. Par contre, la troisième cause est un défaut systématique qui ne doit pas changer les résultats de comparaison entre le champ lointain mesuré dans la chambre anéchoïde et celui calculé à partir de la technique CEEB .

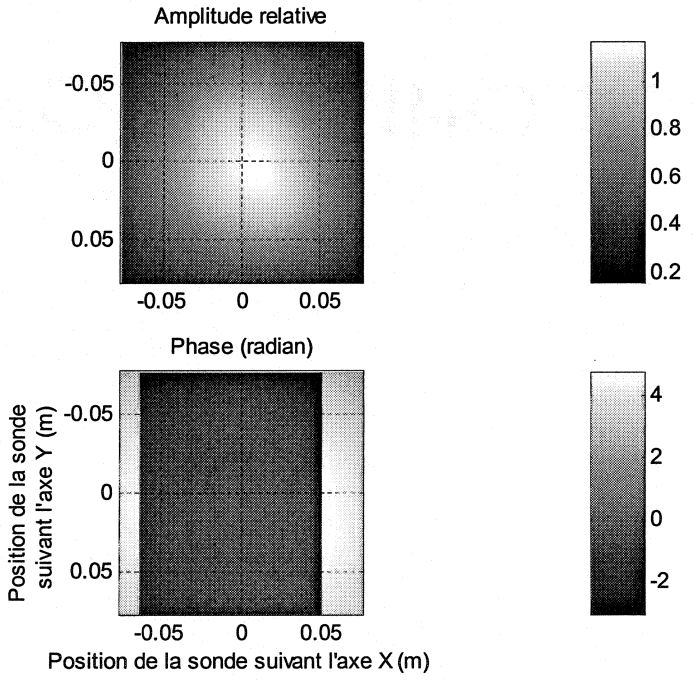


Figure 6.2: Champ proche mesuré sur une surface de 16×16 cm à une hauteur de λ/4 au dessus du cornet

Les mesures en champ lointain de l'antenne cornet ont été effectuées dans la chambre anéchoïde du centre de Recherche Poly-GRAMES. La figure 6.3 représente le schéma du dispositif de mesure en champ lointain.

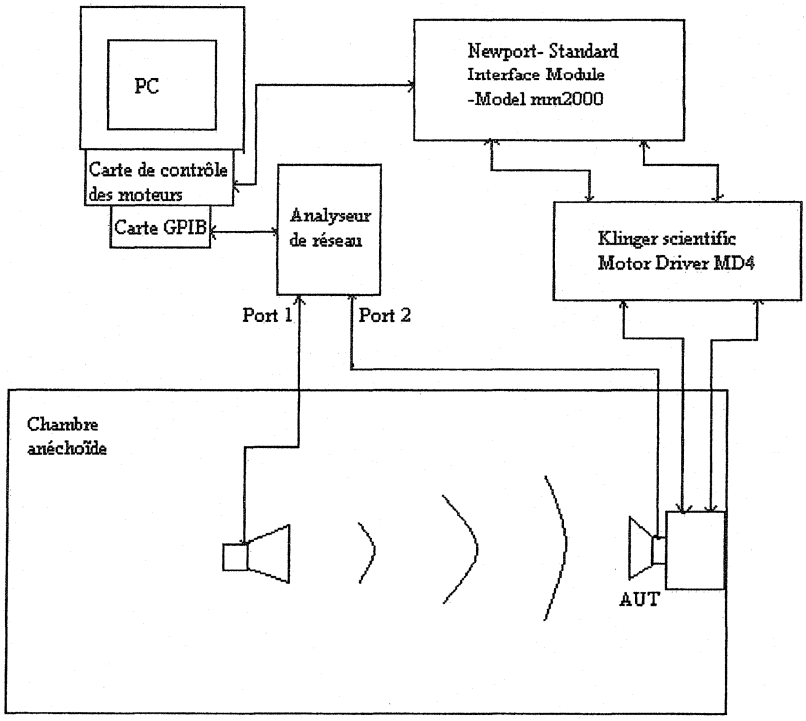


Figure 6.3: Schéma du dispositif de mesure en champ lointain

Le système de mesure inclue deux moteurs permettant de déplacer l'antenne à caractériser dans le système de coordonnées (r, θ, ϕ) avec une précision de l'ordre du millième de degré. Le déplacement du moteur ainsi que le processus de mesure sont pilotés par un logiciel (Rayonne) développé par l'équipe de l'antenne et du champ proche du centre Poly-GRAMES. La validité des mesures en champ lointain dépend essentiellement de l'alignement de l'antenne testée et de l'antenne réceptrice.

6.2 Application de la technique CEEB sur une antenne cornet à 2.45 GHz

La technique CEEB consiste à remplacer l'antenne émettrice par une distribution des courants équivalents en utilisant le principe d'équivalence [19]. En estimant que le champ proche est généré entièrement par des courants électriques équivalents, les courants sources peuvent donc être déterminés en appliquant la procédure de la méthode des moments (chapitre 5). Le calcul des courants sources de l'antenne permettra par la suite de déterminer son champ lointain. La figure 6.4 illustre le schéma explicatif de la méthode CEEB. En appliquant le principe d'équivalence, le champ proche généré par le courant peut être reproduit par une distribution de courants surfaciques. L'ouverture du cornet a alors été remplacée par des fonctions courants équivalents, chaque fonction de base étant pondérée d'un coefficient qui doit être déterminé en résolvant le système matriciel 5.10. Pour ce faire, nous avons développé un code permettant de déterminer ces coefficients et de calculer le champ lointain qui sera comparé avec celui mesuré dans la chambre anéchoïde.

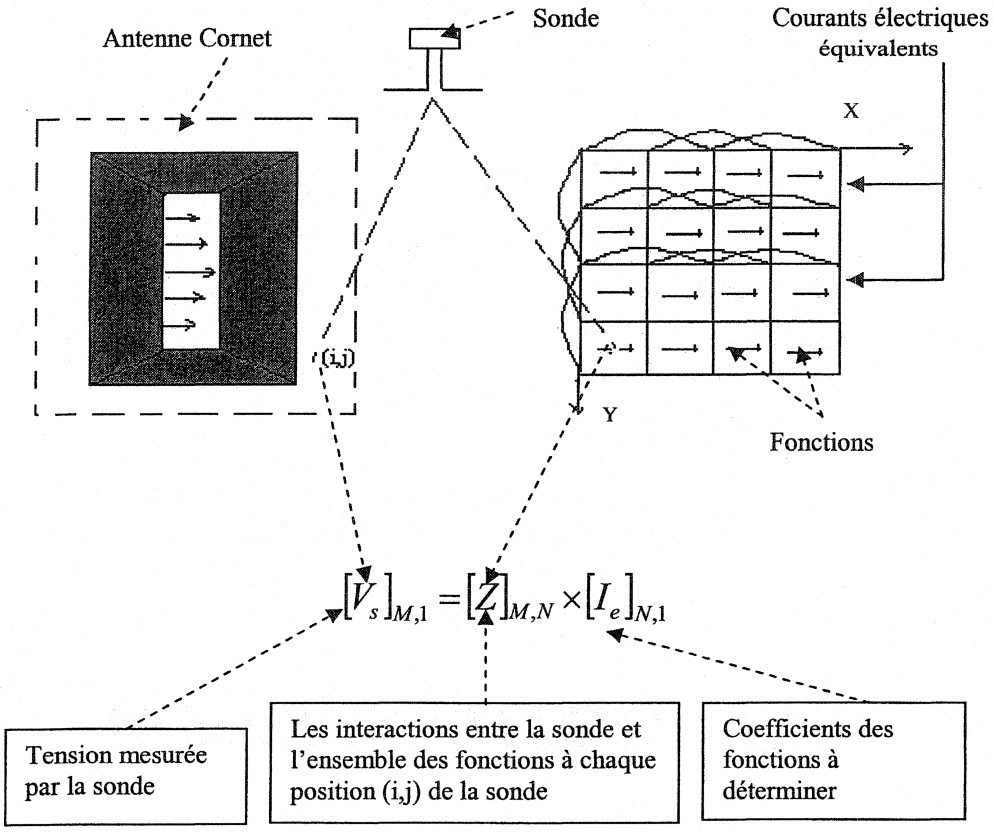


Figure 6.4: Schéma explicatif de la technique CEEB appliquée sur une antenne cornet

6.2.1 Étude de convergence de la technique CEEB dans le cas monodimensionnel

Avant d'aborder le problème de convergence de la méthode CEEB en deux dimensions (2D), nous avons transformé le problème en une dimension (1D). En effet, l'ouverture ($\lambda \times \lambda$) du cornet sera remplacée par une ligne fictive dont la longueur électrique est λ. Le code a ainsi été modifié de telle façon à modéliser cette ligne par des fonctions dont les largeurs sont nulles (dipôles électriques). Afin de déterminer les coefficients associés à ces dipôles, nous avons alors sélectionné des mesures en champ

proche du cornet qui coïncident également avec cette transformation. En effet, sur toutes les mesures en champ proche sur le cornet, seules 15 points de mesures de long de l'axe x à y = 0 (voir figure 6.5) ont été conservées.

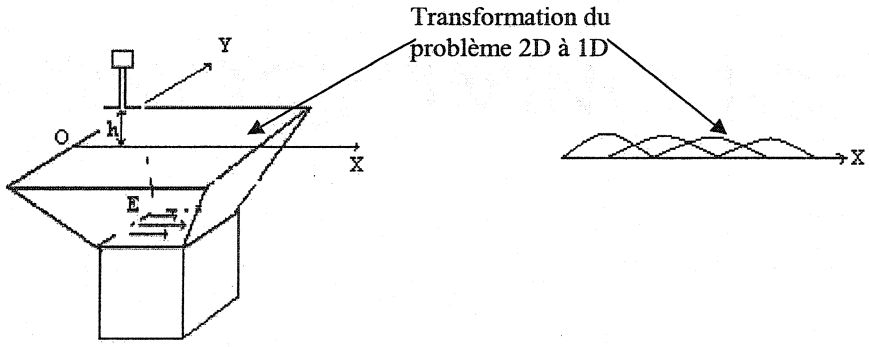


Figure 6.5: Schéma de transformation du problème 2D à un problème 1D.

La condition de convergence est vérifiée lorsque le champ proche reconstruit par le calcul coïncide avec celui mesuré en augmentant le nombre de fonctions de base. La figure 6.6 démontre effectivement l'erreur quadratique relative entre le champ proche mesuré et celui reconstruit à partir des coefficients des courants calculés par la technique CEEB. Le champ reconstruit peut s'exprimer à partir de l'équation suivante:

$$[V_r] = [Z][I_{calcul}] \tag{6.1}$$

L'expression de l'erreur quadratique relative est donnée par la relation suivante:

$$ERRQ = \frac{\|[V_s] - [V_r]\|^2}{\|[V_s]\|^2} \tag{6.2}$$

V_s est le potentiel du champ proche mesuré par la sonde, tandis que V_r est le potentiel reconstruit à partir de la relation 6.1. D'après le résultat de la figure 6.6, l'erreur quadratique relative atteint une valeur de 0.5% au bout du $11^{ème}$ dipôle et continue à décroître en augmentant le nombre de dipôles qui modélisent le courant source sur la ligne λ. Le résultat de la figure 6.7 illustre ainsi l'excellente concordance entre le champ proche mesuré et celui reconstruit sur le dipôle électrique λ.

Bien sûr, ce problème est fictif car les champs proches utilisés ne correspondent pas à ceux d'une structure filaire. Néanmoins, on a démontré la convergence du processus de solution.

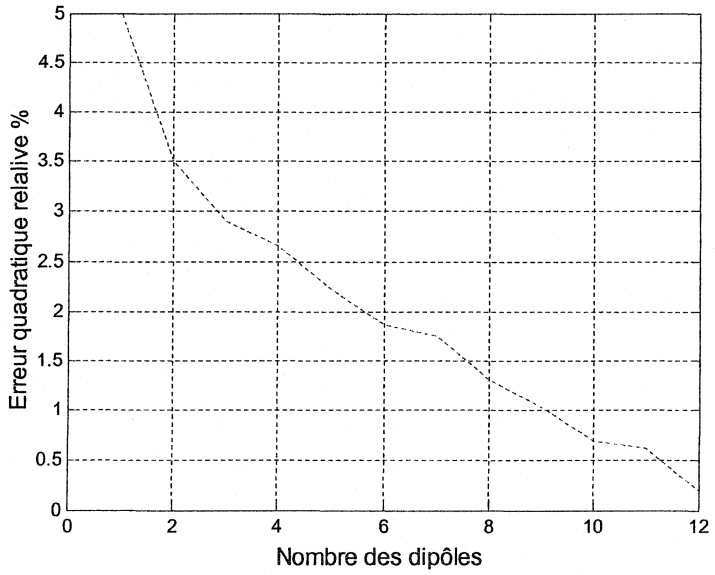


Figure 6.6: Erreur quadratique relative entre le champ mesuré et reconstruit sur un dipôle λ.

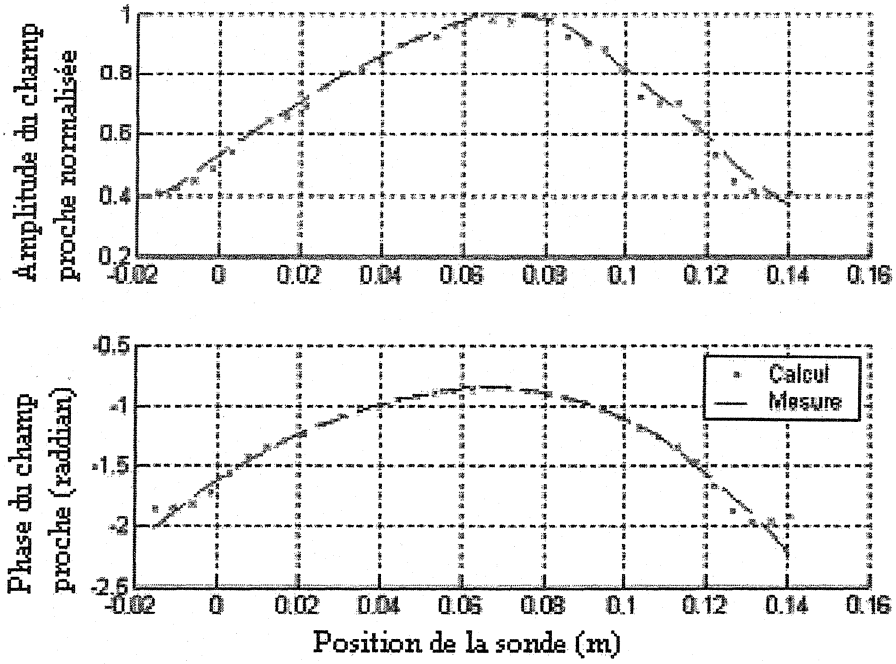


Figure 6.7: Champ proche reconstruit et mesuré sur une longueur de 1.33 λ suivant l'axe X et à une hauteur de λ/4 au dessus du cornet

6.2.2 Étude de la convergence de la technique CEEB dans le cas bidimensionnel

Une fois que la convergence de la méthode CEEB dans le cas 1D a été vérifiée, la même procédure a été adoptée afin d'étudier la convergence de la technique CEEB dans le cas de 2D. L'ouverture du cornet a ainsi été modélisée par des fonctions courants dont les coefficients sont déterminés en utilisant des mesures en champ proche prises sur une surface de 1.33 λ ×1.33 λ à une hauteur de λ/4. 24×24 points de mesures de E_x ont été utilisés afin de résoudre un système matriciel dont le nombre d'inconnus varient de 23 à 77. Les fonctions de base sont situées dans le plan z = 0 et couvrent la surface définie par les intervalles 16 cm $\leq x \leq$16 cm et 16cm $\leq$y $\leq$16cm. Seules des fonctions ayant du courant en direction X ont été utilisées. La figure 6.8 représente le résultat de

l'erreur quadratique entre le champ proche reconstruit et celui mesuré du cornet. Les faibles valeurs de l'erreur quadratique décroissent lorsque le nombre de fonctions selon X augmente, tandis que dans la direction y le nombre de fonctions est fixé à 7. L'erreur quadratique relative est ainsi évaluée à 0.6 % avec un modèle à 49 fonctions de base. Cette méthode conduit ainsi à déterminer avec précision la distribution des courants équivalents sur l'ouverture de l'antenne, laquelle sera utilisée par la suite dans le calcul du champ lointain.

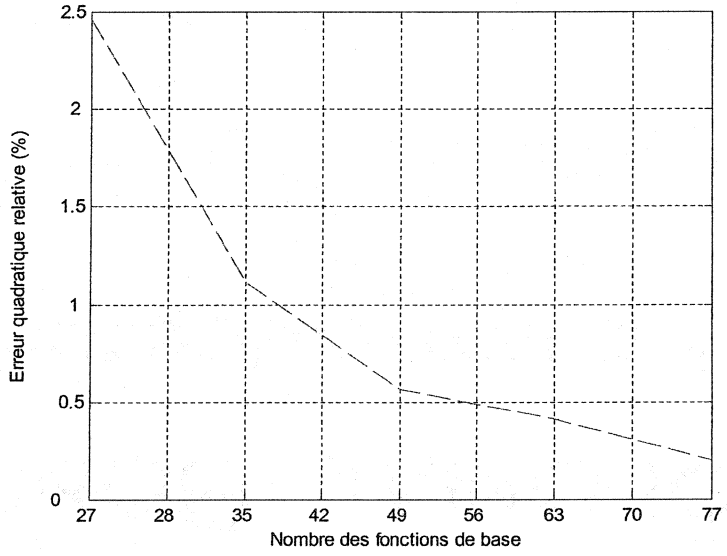


Figure 6.8: Erreur quadratique relative entre le champ proche E_x mesuré et celui reconstruit par la technique CEEB.

Les figures 6.9 et 6.10 représentent le champ proche E_x reconstruit et mesuré sur une surface de 1.33 λ × 1.33 λ à une hauteur de λ/4 au dessus du cornet. La reconstruction du champ proche a été effectuée via 7 fonctions disposées dans la direction de l'axe X qui coïncide avec la polarisation principale du plan E de l'antenne, et avec 7 fonctions courants suivant l'axe Y. Les fonctions de base ne sont représentées que par la composante J_x qui coïncide avec la direction de la polarisation principale. Ce choix provient du fait que les mesures en champ proche dans la direction de contre-polarisation sont négligeables devant celles de la polarisation principale.

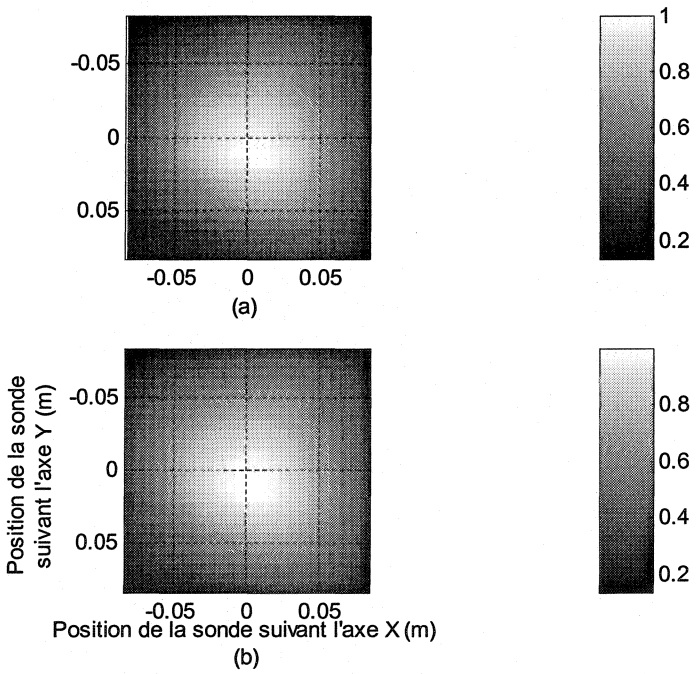


Figure 6.9: Amplitude du champ proche E_x du cornet obtenu sur une surface de 1.33 λ×1.33 λ à une hauteur de λ/4
(a) champ proche reconstruit via la technique CEEB utilisant 7×7 fonctions électriques bidimensionnelles et 24×24 points mesurés en champ proche
(b) champ proche mesuré par la sonde

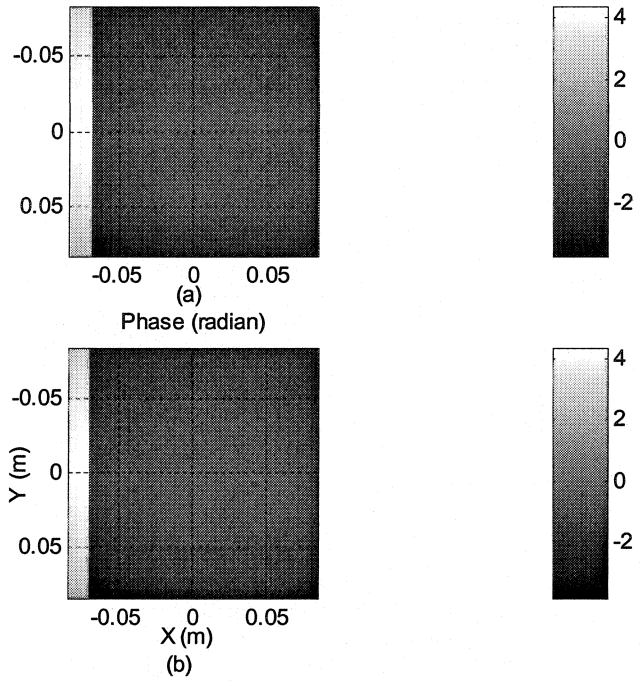


Figure 6.10: Phase du champ proche E_x du cornet obtenu sur une surface de 1.33 λ×1.33 λ à une hauteur de λ/4
(a) champ proche reconstruit via la technique CEEB utilisant 7×7 fonctions électriques bidimensionnelles et 24×24 points mesurés en champ proche
(b) champ proche mesuré par la sonde

Le champ proche de l'antenne cornet est polarisé selon *x*. Comme il sera démontré dans la suite, les mesures en champ proche E_x seront suffisantes afin de reproduire le champ lointain de l'antenne cornet à partir de la méthode CEEB. L'étude de la reconstruction de la composante E_y devrait être effectuée pour obtenir les caractéristiques de contre-polarisation.

6.2.3 Calcul du champ lointain à partir de la technique CEEB

L'objectif principal de l'application de la technique CEEB consiste à déterminer le champ lointain des antennes à ouverture sans qu'il soit nécessaire d'effectuer des mesures dans la chambre anéchoïde. Le champ lointain du cornet est alors calculé en utilisant la distribution des courants équivalents sur l'ouverture de l'antenne qui a été déterminée grâce à la technique CEEB. Dans cette section, l'exactitude de la technique CEEB sera démontrée en utilisant des mesures en champ proche prises à une hauteur $\lambda/4$ de cornet afin de déterminer son champ lointain. Le calcul du champ lointain ainsi que ses résultats obtenus à partir des mesures en champ proche prises à différentes hauteurs du cornet seront par la suite détaillés dans l'annexe A. La figure 6.10 représente donc les résultats de champ lointain mesurés et calculés dans le plan E et H du cornet à 2.45 GHz. Les courbes de champ lointain mesuré et calculé démontrent une excellente concordance à des valeurs des θ variant entre -75 degrés et 75 degrés. Cette concordance devient moins bonne ailleurs. Ceci peut être expliqué par la nature des fonctions électriques modélisant la distribution des courants sur l'ouverture du courant. En effet, dans le plan E, ces fonctions courants génèrent un champ lointain qui chute à 0 (ie $-\infty$ en dB) à $\theta = \pm$ 90 degrés. En revanche, dans le plan H, le calcul reproduit très bien les mesures du champ lointain du cornet obtenu dans la chambre anéchoïde sur tout l'intervalle de valeurs de θ.

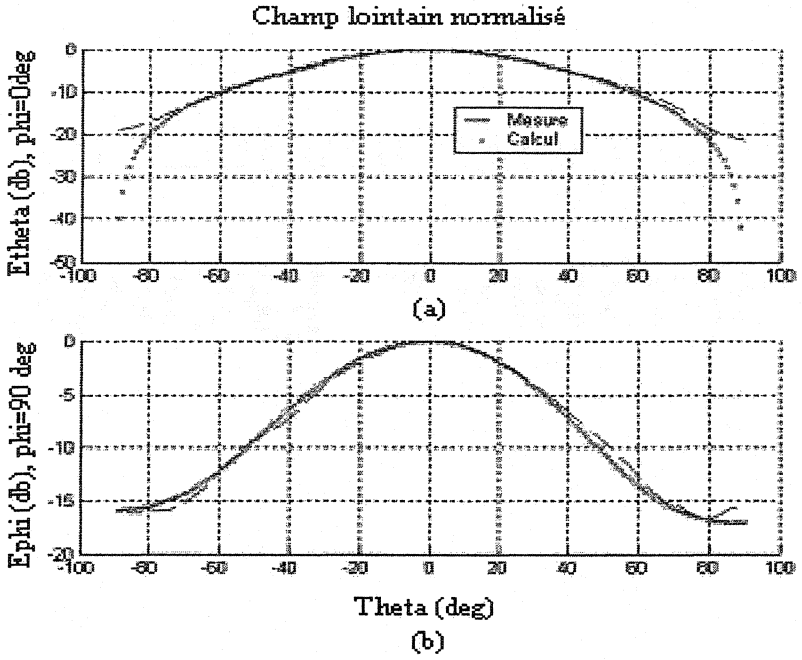


Figure 6.11: Comparaison entre le calcul et les mesures du champ lointain du cornet
(a) (ϕ=0),
(b) (ϕ=90 degrés)
Le calcul a été réalisé grâce à la technique CEEB. L'ouverture du cornet ($1\lambda \times 1\lambda$) a été modélisée par 7×7 fonctions électriques. 24×24 points de mesure du champ proche ont été obtenus sur une surface de $1.33\lambda \times 1.33\lambda$ à une hauteur de $\lambda/4$ du cornet.

6.3 Étude comparative entre la technique CEEB, CEE et CME

Une étude comparative a été effectuée afin de démontrer les performances de la méthode CEEB par rapport aux anciennes techniques CEE (courants électriques équivalents) et CME (courants magnétiques équivalents). Le principe des techniques CME ou CEE est similaire à celui de la CEEB. La seule différence se présente au niveau des types de fonction de base utilisée dans la modélisation des courants sources sur une structure rayonnante. En effet, des dipôles magnétiques et électriques filamentaires sont

respectivement utilisés dans les techniques CME et CEE, tandis que des fonctions électriques bidimensionnelles ont été exploitées dans le développement de la technique CEEB.

Deux programmes ont été développés par Laurin [12j], le premier est le programme Slot qui est basé sur la technique CME tandis que la technique CEE a été utilisée dans le développement du programme Scan. Ces programmes permettent principalement de calculer 4 caractéristiques de l'antenne testée :

- les courants sources $[I_m]$ ou $[I_e]$ à partir des mesures en champ proche $[V_{prb}]$
- les mesures en champ proche $[V_{prb}]$ simulées en connaissant les courants sources $[I_m]$ ou $[I_e]$
- le diagramme de rayonnement en champ lointain de l'antenne testée en connaissant les courants sources $[I_m]$ ou $[I_e]$
- Les composantes des champs proches E et H calculées à partir des courants sources $[I_m]$ ou $[I_e]$

$[I_m]$ et $[I_e]$ sont respectivement les vecteurs des coefficients des courants sources magnétiques et électriques.

Les différents modèles de courant sont schématisés à la figure 6.11. Comme il a été mentionné dans le chapitre précédent, la technique de détermination des courants sources à partir des mesures en champ proche revient à un problème d'inversion de l'équation matricielle.

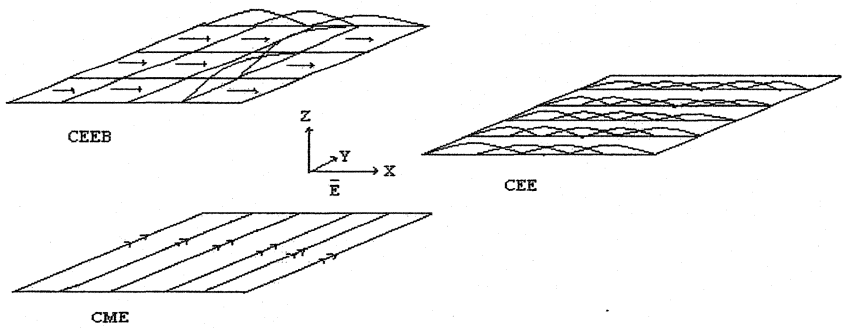


Figure 6.12: Schéma de la modélisation de l'ouverture du cornet par des courants fonctions (CEEB), des dipôles électriques (CEE) ou des dipôles magnétiques (CME).

Les programmes Slot et Scan ont permis de modéliser l'ouverture du cornet par des dipôles filaires magnétiques et électriques dont les coefficients ont été déterminés grâce à des mesures en champ proche prises à une hauteur de $\lambda/4$ au dessus du cornet. La figure 6.11 démontre les résultats de comparaison entre le champ lointain mesuré et ceux calculés par Slot, Scan et CEEB. Les résultats du champ lointain obtenus par Slot sont différents de ceux mesurés, ce qui est dû essentiellement à la nature des dipôles magnétique modélisant les courants source de l'antenne. En effet, le champ lointain généré par un dipôle magnétique ne s'annule pas à des angles de ± 90 degrés par rapport à l'axe du dipôle. Cette caractéristique ne permet alors pas de reproduire la chute rapide obtenue expérimentalement dans le plan E à $\theta = \pm$ 90 degrés. Par contre, dans le plan E le programme Scan donne des résultats quasiment similaires à ceux obtenus par la technique CEEB. Ceci est tout à fait logique puisque dans le plan E, le courant source est modélisé par des courants électriques dans les deux cas. Dans le plan H, les résultats

du champ lointain calculé par Scan ne reproduisent pas parfaitement les mesures prises dans la chambre anéchoïde dans l'intervalle $-90° \leq \theta \leq 90°$. La modélisation de l'ouverture du cornet par des dipôles électriques équivalents orientés suivant le plan E, donne une distribution sinusoïdale dans ce plan et une distribution comprenant des fonctions Dirac's dans le plan H. Les fonctions de Dirac semblent insuffisantes pour reproduire la distribution des courants source. Par contre, la modélisation de l'ouverture des courants par des fonctions de base bidimensionnelles reproduit efficacement la distribution réelle du courant source et permet une bonne prédiction du champ lointain dans les deux plans (E, H).

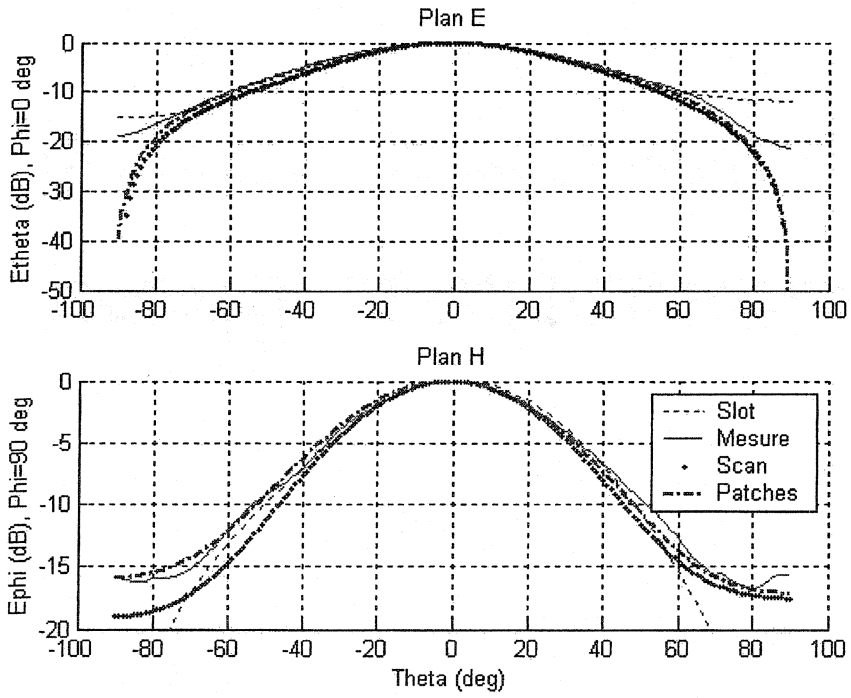


Figure 6.13: Comparaison entre le champ lointain du cornet obtenu par les trois techniques de calcul

Ces courbes ont été obtenues à partir de 24×24 points de mesures en champ proche E_x à une hauteur de λ/4 de l'ouverture du Cornet. La source courant du cornet a été modélisée par 49 fonctions de base dans le cas de la technique CEEB et 99 dipôles dans le cas des techniques CEE et CME.

L'avantage de la méthode de la CEEB est surtout important dans la construction du champ proche. Afin de démontrer ceci, le champ proche reconstruit par la technique CEEB (figure 6.9) a été comparé avec celui reconstruit par les technique CEM et CEE. Les figures 6.14 et 6.15 représentent le champ proche reconstruit par la technique CEM tandis que le champ proche reconstruit par la technique CEE est représenté dans les figures 6.16 et 6.17. Ces résultats ont été obtenus en utilisant la même distribution des dipôles utilisée dans le cas de la technique CEEB (49 dipôles et 24×24 points mesurés en champ proche). Le calcul de l'erreur quadratique relative entre le champ proche mesuré et reconstruit par les trois techniques a démontré que la technique CEBB est effectivement meilleure dans la reconstruction du champ proche. En effet, l'erreur quadratique relative obtenu avec la technique CEEB est évalué à 0.6 % tandis que celui de la technique CME s'élève à 3,4 % et celui la technique CEE est de 3.5 %.

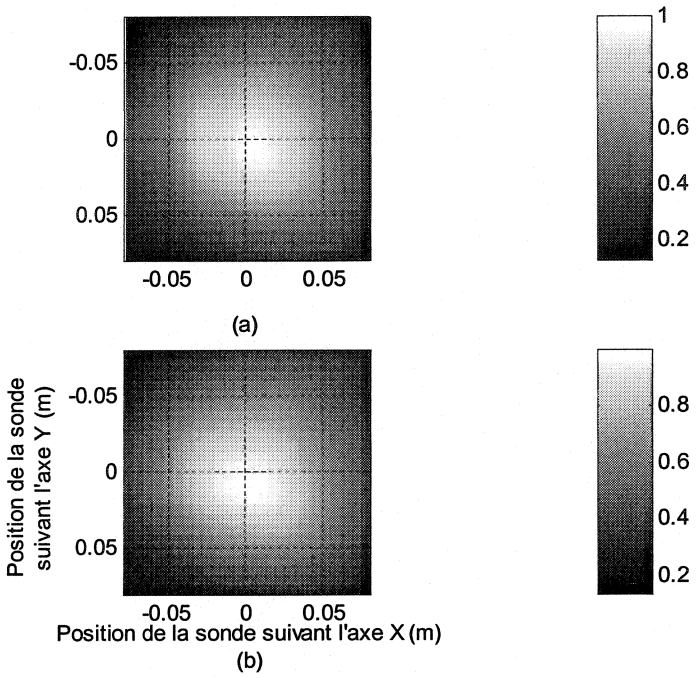


Figure 6.14: Amplitude du champ proche du cornet obtenu sur une surface de 1.33 λ×1.33 λ à une hauteur de λ/4
(a) champ proche E_x reconstruit via la technique CME utilisant 7×7 dipôles magnétiques et 24×24 points mesurés en champ proche
(b) champ proche mesuré par la sonde

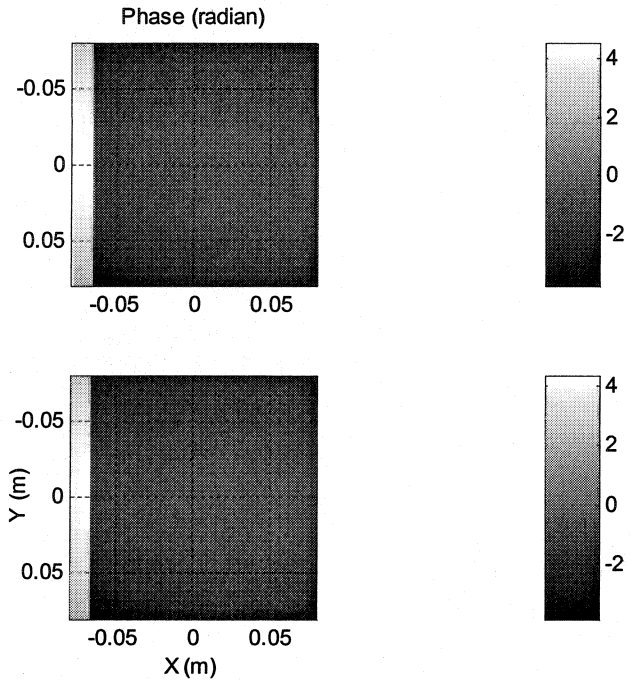


Figure 6.15: Phase du champ proche E_x du cornet obtenu sur une surface de 1.33 λ×1.33 λ à une hauteur de λ/4
(a) champ proche reconstruit via la technique CME utilisant 7×7 dipôles magnétiques et 24×24 points mesurés en champ proche
(b) champ proche mesuré par la sonde

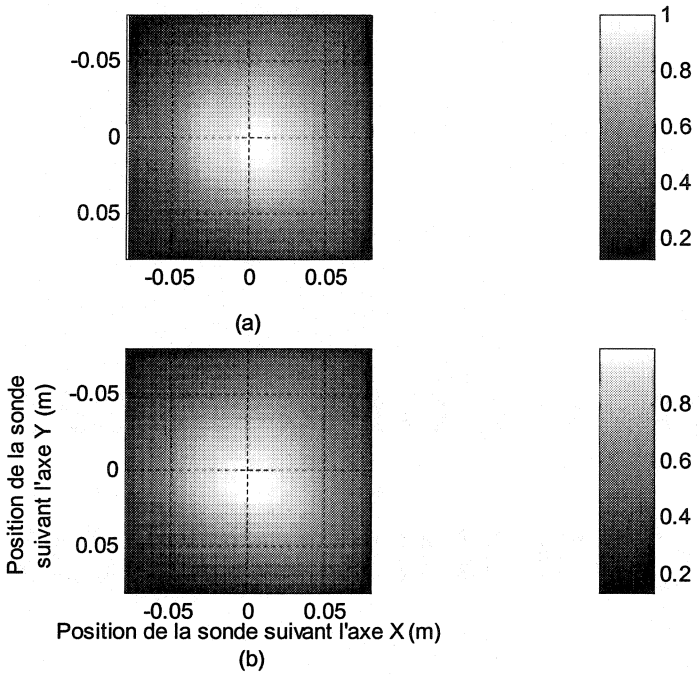


Figure 6.16: Amplitude du champ proche du cornet obtenu sur une surface de 1.33 λ×1.33 λ à une hauteur de λ/4
(a) champ proche E_x reconstruit via la technique CEE utilisant 7×7 fonctions électriques et 24×24 points mesurés en champ proche
(b) champ proche mesuré par la sonde

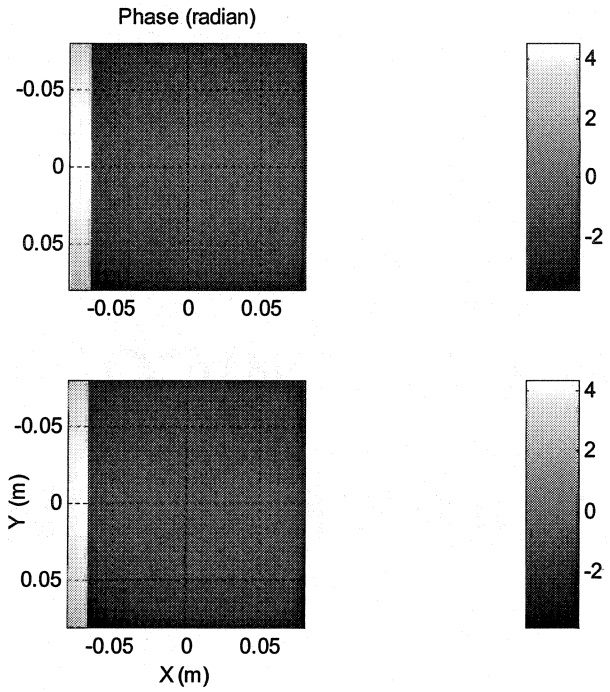


Figure 6.17: Phase du champ proche E_x du cornet obtenu sur une surface de 1.33 λ×1.33 λ à une hauteur de λ/4
(a) champ proche reconstruit via la technique CEE utilisant 7×7 fonctions de base et 24×24 points mesurés en champ proche
(b) champ proche mesuré par la sonde.

CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS

Nous avons présenté dans ce mémoire les étapes détaillées de la conception de sondes à larges bandes. La sonde utilisant une transition une différentielle spirale est l'une de ces sondes. Le balancement du courant à la sortie de cette sonde était basé sur le couplage entre deux spirales déposées sur les deux cotés d'un substrat. Une étude théorique nous a permis de bien déterminer la relation entre les paramètres géométriques des spirales et le niveau du couplage. Ainsi, nous avons pu définir un modèle d'une transition différentielle permettant de transformer une entrée non balancée à une sortie balancée. Des simulations ont été effectuées afin d'optimiser les paramètres géométriques des spirales et le niveau du couplage. Les résultats des simulations ont démontré que la sonde spirale mesurant 4×4 mm^2 possède une largeur de bande de 1.5 GHz. Etant donné les dimensions miniatures du circuit, il était impossible de le fabriquer en utilisant les techniques de circuit imprimé (MIC) présentement disponibles au laboratoire. Néanmoins, le modèle a été validé en réalisant une transition différentielle spirale dont la dimension est trois fois plus grande que celle de la transition simulée. Les résultats de mesures des paramètres S de cette transition ont démontré un balancement du signal sur une largeur de bande de 400 MHz avec un CMRR supérieur à 20 dB.

La transition différentielle spirale a été remplacée par des transitions différentielles planaires afin de contourner ce problème de fabrication. La première transition réalisée était celle de Marchand. Elle est constituée de deux sections de lignes

couplées λ/4, sa bande de fonctionnement variant de 500 MHz à 2.7 GHz. La réponse du circuit à basse fréquence a été améliorée et sa taille a été réduite de moitié en court-circuitant le quatrième port et en ajoutant une troisième section de lignes couplées. La nouvelle transition a alors été appelée transition court-circuitée. Des sondes à large bandes ont alors été conçues à partir de ces transitions et des dipôles électriques fabriqués via des lignes de transmission blindées. Les sondes conçues ont ensuite été validées en prenant des mesures en champ proche sur un circuit de lignes coplanaires. Les résultats ont démontré que ces sondes se caractérisent par un excellent rapport de rejet du mode commun et une très large bande.

Une fois que les sondes ont été validées, nous avons abordé la deuxième partie du projet qui consiste à développer une technique de caractérisation des antennes à ouverture en utilisant des mesures en champ proche. Cette technique appelée CEEB (Courants Électriques Équivalents Bidimensionnels) a été déduite à partir de l'ancienne méthode des courants magnétiques ou électriques équivalents (CME, CEE). La seule différence consiste à utiliser des fonctions de base de courants bidimensionnelles au lieu de dipôles magnétiques ou électriques filamentaires. La technique CEEB a été développée et appliquée sur une antenne cornet qui fonctionne à 2.45 GHz. La précision de cette technique dans le calcul des courants sources a également été démontrée en comparant le champ proche mesuré et reconstruit à une hauteur de λ/4 au dessus de l'ouverture du cornet. En outre, le champ lointain dans le plan E et H du cornet a été déterminé à partir des coefficients des fonctions calculés. Les résultats des calculs et des mesures prises dans la chambre anéchoïde ont démontré une excellente concordance

pour -85 $\leq\theta \leq$ 85. La performance de la technique CEEB a été comparée avec celle des anciennes techniques CEE ou CME. Les résultats obtenus de leurs application sur l'antenne cornet ont alors illustré que ces deux techniques sont limitées et moins performantes que la méthode CEEB dans la caractérisation des antennes à ouverture. CEEB est encore plus performante dans la reconstruction du champ proche par rapport aux anciennes techniques CME et CEE.

Travaux futurs

La taille miniature de la sonde spirale représente une caractéristique importante dans les mesures en champ proche. En effet, le champ proche de l'antenne à caractériser sera moins perturbé en sa présence. Il reste alors primordial de réaliser cette transition en utilisant d'autres techniques de fabrication comme LTCC ou MMIC. De plus, il est intéressant de valider le modèle des transitions différentielles planaires à haute fréquence.

Le modèle des sondes planaires telles que sonde Marchand et court-circuité a été réalisé et validées sur une largeur de bande allant de 500 MHz à 2.5 GHz. Il serait intéressant de vérifier ce modèle des transitions différentielles au delà de 2.5 GHz.

La méthode des courants équivalents est une technique prometteuse car elle nécessite un appareillage peu coûteux, tout en fournissant plusieurs informations précises sur la structure rayonnante étudiée. Elle permet de déterminer la distribution des courants à la surface de l'antenne testée et de prédire le diagramme de rayonnement en

champ lointain de celle-ci. Le montage expérimental utilisé dans les mesures en champ proche nécessite certaines améliorations:

- améliorer la planéité de la table de mesure. En effet, le système d'ajustement de la coplanarité du plan de mesure et du plan du circuit testé n'est pas suffisamment précis. Par conséquent, il est nécessaire d'ajouter au dispositif de mesure un système de contrôle de position permettant d'assurer que la distance de la sonde au circuit reste constante;
- une étude d'évaluation de toutes sortes de couplage parasite pouvant avoir lieu doit être faite, en particulier dans le cas de la caractérisation des circuits très rayonnants.

De plus, il est intéressant d'étudier la contre-polarisation de l'antenne cornet en utilisant la technique CEEB et de valider de la technique avec d'autres antennes plus complexes...

RÉFÉRENCES

[1] JOY, E. B., et PARIS, D. (1972 May). Spacial Sampling and Filtering in Near-Field Measurements. IEEE *Transaction on Antennas and Propagation*, AP-20, 253-261.

[2] PETRE, P., et SARKAR, T. K. (1992 Nov). Planar Near-Field to Far-Field Transformation Using an Equivalent Magnetic Current Approch. IEEE *Transaction on Antennas and Propagation*, AP-20, 1348-1356.

[3] HYGATE, G., et NYE, J. F. (1990 May). Measuring Microwave Near-Fields Directly Width an Optically Modulated Scatterer. *Meas. Sci. Technol*, AP-45, 703- 709.

[4] STEPHENS, W. E., JOSEPH.T. R. (1987 March). System Characteristics Direct Modulated and Externally Modulated RF Fiber-Obtic Links. *Journal of lightwave technology*, LT-5, No. 3

[5] CHEN, T. et al. (1991 Dec.). Broadband Monolithic Passsive Baluns and Monolithic Double Balanced Mixer, IEEE *Trans Microwave theory Tech.*, AP-39, 1980-1986.

[6] N.MARCHAND. (1944 Dec). Transmission Line Conversion Transformers, Electronics, AP-17, No 12, 142-145.

[7] LAURIN, J.-J. (1993). Near-Field Diagnostics of Small Printed Antenna using the Equivalent Magnetic Curent Approch. EMC *Dallas*, AP-40, 322-326.

[8] YUE, C. P., Ryu, C., Lau, J., Lee, T.H., and Wong, S.S (1996 Dec). A Physical Model for Planar Spiral Inductors on Silicon. International Electron

Devices *Meeting Technical Digest.* 155-158

[9] GREENHOUSE, H. M. (1974 June), Design of Planar Rectangular Microelectronic Inductors. IEEE *Trans on Parts, Hybrids, and Pcking,* AP-10, 101-109.

[10] WIEMER, L. and Jansen, R.H. (1987 March), Determination of Coupling Capacitance of Underpass, Air Bridges and Crossings in MICs and MMICs. *Electronics Letters*. AP-23, 344-346

[11] WHEELER, H. A. (1928 Oct), Simple Inductance Formulas for Radio Coils. *Porc. Of the IRE*, AP-16, 1398-1400.

[12] ROSA, E. B. Calculation of the Self-Inductances of Single-Layer Coils. (1906). *Bull. Bureau of standards*, AP-2, 161-187.

[13] MAXWELL, J. C. (1967) A Treatise on Electricity and Magnetism, Dover, 3rd ed.

[14] LEE, T. H. (1998). The Design of CMOS Radio-Frequency Integrated Circuits. *Combridge. Cambridge Universsity Press,*

[15] KIAN SEN A. and Ian D. Robertson. (2001 Feb). Analysiss and Design of Impedance-Transforming Planar Marchand Baluns. IEEE *Trans Microwave theory Tech*, AP-49, No. 2.

[16] DAVID M. POZAR. Microwave Engineering, 2nd ed.

[17] STUTZMAN, W. L., et THIELE, G. A. (1981). Antenna Theory and Design. John Wiely & Sons.

[18] ZURCHER, J. F. (1992 June). A Near Field Measurement Method Applied to planar Structures. *Micro Wave Eng. Eurp.*, 43-51

[19] PETRE, P., and SARKAR, T.K. (1992 Nov.). Planar Near-Field to Far-Field

Transformation Using an Equivalent Magnetic Current Approch. IEEE *Transaction on Antennas and propagation*, AP-40, 1348-1356.

[20] JACK, H. RICHMOND, D. M. POZAR and EDWARD H. NEWMAN (1978 May). Rigorous Near-Zone Field Expressions for Rectangular Sinusoidal Surface Monopole. IEEE *Transaction on Antennas and Propagation*, AP-26, No. 3

[21] SCHELKUNOFF S. A. and FRIIS H. T (1952). Antenna theory and Practice. New York*: Willey*, 370-401.

[22] SERGUEI Y., ROBERT H., ALEXANDER E. (2002 Jan.). Three-Dimensional Microwave tomography: Initial Experimental Imaging of Animals.IEEE *Trans on Biomedical Engineering*, AP-49, No. 1.

[23] ARIA A., PETER M., VAN DEN B. and JOURDI J. (2002 July). Imaging of Biomedical Data Using a Multiplicative Regularized Contrast Source Inversion Method. IEEE *Trans Microwave theory Tech*, AP-50, No 7.

[24] RICHMOND J. H (1974 June.). Computer Program for Thin Wire Structures in a Homogeneous Conducting Medium. National Technical Information Service*, VA 22161,* Report NASA CR-2399

[25] A.C. Ludwig (1987 September). Wire grid modeling of surfaces. IEEE *Transaction on Antennas and Propagation.* AP-35, 1045-1048.

[26] PRESS, W. H., FLANNERY, B. P., TEUKOLSKY, S. A., et VETTERLING, W.T. (1990). Numerical Recipes. Cambridge University Press.

ANNEXE A

Calcul du champ lointain du cornet

Le champ lointain du cornet a été calculé à partir du vecteur potentiel magnétique en utilisant la distribution du courant surfacique qui a été déterminée grâce à la technique CEEB. Le vecteur potentiel magnétique se définit de la manière suivante.

$$A(r) = \frac{1}{4\pi} \int_{S_0} J(r')g(r,r')dr' \qquad \text{A.1}$$

avec

$$g(r,r') = \frac{\exp(-jk_0|r-r'|)}{|r-r'|} \qquad \text{A.2}$$

$J(r')$ est la densité du courant équivalent à l'ouverture du cornet S_0. Cette ouverture carrée a été divisée de $N_x \times N_y$ patches dont les dimensions Δx et Δy sont données par les expressions suivantes :

$$\Delta x = L/N_x \text{ et } \Delta y = L/N_y \qquad \text{A.3}$$

où L est la longueur d'un côté de l'ouverture. Et $k_0 = j\beta$ où β représente la constante de propagation dans l'air.

La combinaison de deux patches donne un dipôle. Ces dipôles ont été disposés dans la direction du plan E du cornet qui coïncide avec l'axe X. L'expression de la densité du courant sur un patch est donnée par l'expression suivante :

$$J_s = \frac{\hat{x}\gamma\left[I_1 \sinh\gamma(x_n - x') + I_2 \sinh\gamma(x' - x_{n-1})\right]\cosh\gamma(y' - y_m)}{2\sinh(\gamma h)\sinh(\gamma w)} \qquad \text{A.4}$$

C'est une source rectangulaire planaire dont les dimensions sont de $2w$ et h, avec h= x_n-x_{n-1}. Les constantes I_{n-1} et I_n sont les courants terminaux respectifs en Ampères de x_{n-1} et x_n.

Avec x_n = -0.5 L + (n-0.5)Δx et y_m = -0.5 L + (m-0.5)Δy .

Si les équations A.2, A.3 et A.4 sont prises en compte alors l'expression A.1 devient :

$$A_x = \sum_{n=1}^{n=N_x+2} \sum_{m=1}^{m=N_y+2} A_x^{nm} \qquad \text{A.5}$$

avec

$$A_x^{nm} = \int_{y_{m-1}}^{y_m} \int_{x_{n-1}}^{x_n} J_{nm} \exp j\beta(ux' + vy')dx'dy' \qquad \text{A.6}$$

où $u = \sin(\theta)\cos(\phi)$ et $v = \sin(\theta)\sin(\phi)$

Remplaçons J_{nm} par son expression A.4. L'équation A.6 s'écrit alors selon l'expression suivante :

$$A_x^{nm} = \int_{y_{m-1}}^{y_m} \int_{x_{n-1}}^{x_n} \frac{\gamma\left[I_1 \sinh\gamma(x_n - x') + I_2 \sinh\gamma(x' - x_{n-1})\right]\cosh\gamma(y' - y_m)}{2\sinh(\gamma h)\sinh(\gamma w)} \exp j\beta(ux' + vy')dx'dy'$$

A.7

Puisque x et y sont deux variables séparables alors l'intégrale A.7 peut s'exprimer comme suit :

$$A_x^{nm} = \frac{\gamma}{2\sinh(\gamma h)\sinh(\gamma w)} \int_{-w}^{w} Y(y' - y_m)dy' \int_{x_{n-1}}^{x_n} X(x')dx' \qquad \text{A.8}$$

avec

$$Y(y' - y_m) = \cosh\gamma(y' - y_m)\exp j\beta(vy')$$

Et $X(x') = [I_1 \sinh\gamma(x_n - x') + I_2 \sinh\gamma(x' - x_{n-1})]\exp j\beta(ux')$

Le calcul de l'intégrale A.8 a été effectué séparément. Le résultat de ce calcul est donné par l'expression suivante :

$$A_x^{mn} = \frac{\gamma}{2\sinh(\gamma h)\sinh(\gamma w)} \times A_{x3}^{mn} \times (A_{x1}^{mn} + A_{x2}^{mn}) \qquad \text{A.9}$$

avec

$$A_{x1}^{mn} = \left[I_1 \left(\frac{\exp(\gamma x_n)\exp(\gamma(u-1)x')}{\gamma(u-1)} - \frac{\exp(-\gamma x_n)\exp(\gamma(u+1)x')}{\gamma(u+1)} \right) \right]_{x_{n-1}}^{x_n}$$

$$A_{x2}^{mn} = \left[I_2 \left(\frac{\exp(-\gamma x_{n-1})\exp(\gamma(u+1)x')}{\gamma(u+1)} - \frac{\exp(\gamma x_{n-1})\exp(\gamma(u-1)x')}{\gamma(u-1)} \right) \right]_{x_{n-1}}^{x_n}$$

$$A_{x3}^{mn} = \left[\frac{\exp(-\gamma y_m)\exp(\gamma(v+1)y')}{\gamma(v+1)} + \frac{\exp(\gamma y_m)\exp(\gamma(v-1)x')}{\gamma(v-1)} \right]_{-w}^{w}$$

Les composantes du champ lointain ont été déterminées à partir du vecteur potentiel magnétique en utilisant la relation suivante :

$$\overline{E} = -j\omega(A_\theta \hat{\theta} + A_\varphi \hat{\varphi}) \qquad \text{A.10}$$

en écrivant A_x en coordonnées sphérique, l'équation A.10 donne :

$$E_\theta = -j\omega\cos(\theta)\cos(\varphi)A_x \qquad \text{A.11}$$

$$E_{\varphi} = j\omega \sin(\varphi) A_x \qquad \text{A.12}$$

Champ lointain du cornet déterminé à partir de la technique CEEB

Utilisant des mesures en champ proche prises à différentes hauteurs de l'antenne

L'objectif est de déterminer la hauteur optimale du plan de mesure du champ proche au dessus d'une antenne à ouverture. Le champ lointain du cornet a été calculé à partir des mesures en champ proche prises à différentes hauteurs du cornet (λ/2, λ/4, λ/8). La figure A.1 représente les résultats du champ lointain dans le plan E et dans le plan H calculé via la technique CEEB. Les résultats obtenus à différentes hauteurs ont également été comparés avec ceux des mesures effectuées dans la chambre anéchoïde.

Ces résultats démontrent que les mesures en champs prises à une hauteur de λ/4 reproduisent le mieux le champ lointain mesuré dans la chambre anéchoïde. Ce calcul se dégrade en s'approchant du cornet (λ/8) ou en s'y éloignant (λ/2). Ces résultats restent à vérifier en évaluant les différents types de couplage qui peuvent avoir lieu entre le cornet et le reste du dispositif de mesure en champ proche. Néanmoins, l'hypothèse de la perturbation de champ proche par la sonde ou le couplage de la sonde avec le milieu extérieur reste fort probable. En effet, plus la sonde est très proche du cornet plus sa perturbation au champ proche devient importante et plus la sonde est loin du cornet plus elle est altérée par son entourage.

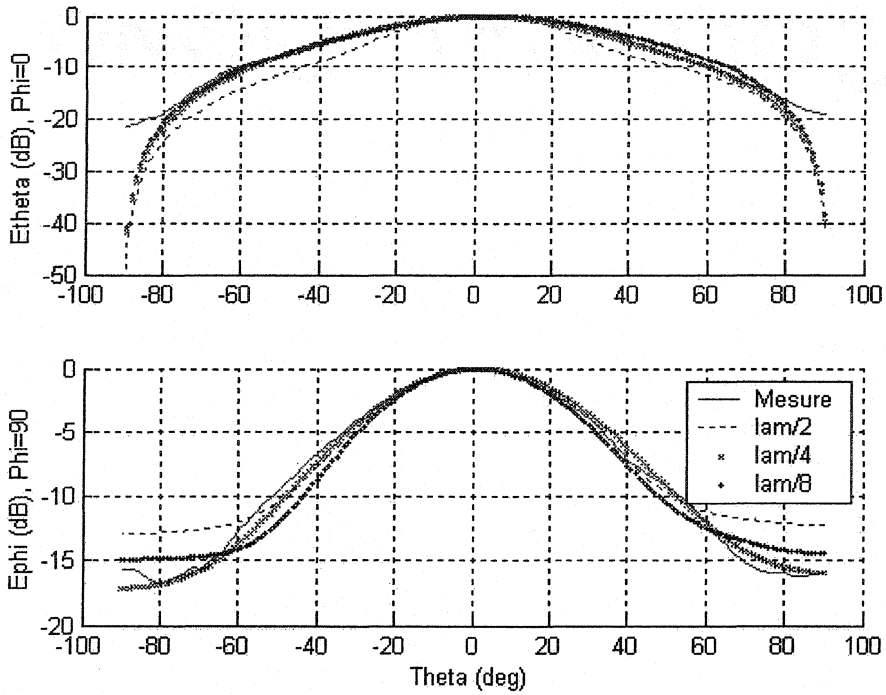


Figure A.1: Le champ lointain calculé par le technique CEEB en utilisant des mesures en champ proche prises à différentes hauteurs du cornet