

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA  
RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**Université de Batna  
Faculté des Sciences de l'Ingénieur  
Département d'Electronique**

**Mémoire**

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de Magister en Electronique

OPTION :

**Micro-ondes pour Système Télécommunication**

Par

**Abdelouahab Bouraiou**

THEME

**ETUDE DES CARACTERISTIQUES ELECTROMAGNETIQUES DE DEUX  
PLAQUES MICROBANDES RECTANGULAIRES DISPOSEES EN UNE  
CONFIGURATION A EMPILEMENT**

**Devant le Jury**

<b><u>Président :</u></b>	Mr. Djamel BENATIA	Prof.	U. Batna
<b><u>Rapporteur :</u></b>	Mr. Trek FORTAKI	M.C.	U. Batna
<b><u>Examineurs :</u></b>	Mr Ramdane MAHAMDI	M.C.	U. Batna
	Mr. Abdelhafid CHAABI	Prof.	U. Constantine

# *Remerciements*

Je tiens à remercier tout d'abord **DIEU** le tout puissant qui ma donnée durant toutes ces années la santé , le courage et la foi en moi même Pour arriver à ce jour.

J'exprime ma gratitude à Mr **T . Fortaki** qui a suivi de près ce travail et a accepté d'en être rapporteur. Je le dois vraiment beaucoup de respect.

Je tiens à remercier très sincèrement messieurs **D. BENATIA** , **R. MAHAMDI** de l'université de Batna ,et Mr **A. CHAABI** de l'université de Constantine d'avoir accepter de juger mon travail.

Je tiens à remercier tout le personnel de département de l'électronique pour leur gentillesse et leur disponibilité.

Je tiens à remercier particulièrement tous les enseignants de la post-graduation Option **MICRO-ONDE**.

Enfin, j'exprime mes remerciements à tous ceux qui ont contribués de près ou de loin à l'élaboration de ce travail.

# DEDICACE

*A Dieu puissant qui ma aidé à faire ce travail.  
En témoignage de tout mon amour, je dédie ce mémoire :*

*A mon cher père qui a tout donné pour que ce jour arrive  
A ma chère mère qui m'a donnée toute l'affection et  
l'amour durant toute ma vie.*

*A ma femme, mes frères, ma sœur , et A toute ma famille  
A mes amis*

*A tout mes collègues*

*A tous ceux avec qui j'ai passé de bons moments tout au  
long de ma vie.*

*A tous qui m'aide durant mes études*

*Abdelouahab Bouraiou*

# SOMMAIRE

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

## *Chapitre 1* *Généralités sur les antennes*

### *microbandes*

I.1 Introduction.....	5
I.2 L'antenne patch rectangulaire.....	7
I.2.1 Les diverses formes des éléments rayonnants.....	7
I.2.2 Mécanismes de rayonnement de l'antenne patch rectangulaire.....	8
I.3 Influence des paramètres géométriques sur les caractéristiques de l'antenne.....	11
I.3.1 Largeur $W$ du patch.....	11
I.3.2 Longueur $L$ du patch.....	12
I.4 Description des différentes méthodes d'analyse .....	12

## *Chapitre 2* *Mise en équation du problème*

II.1 Introduction.....	15
II.2 Présentation de la structure étudiée.....	15
II.3 Détermination des fonctions dyadiques hybrides de Green.....	17
II.4 Formulation des équations intégrales.....	22
II.5 Résolution des équations intégrales par la méthode de Galerkin.....	23
II.6 Choix de fonctions de base dans la méthode de Galerkin.....	26
Conclusion.....	26

*Chapitre 3*  
*Discussion des résultats*

<b>III.1 Introduction.....</b>	<b>28</b>
<b>III.2 Comparaison des résultats numériques.....</b>	<b>28</b>
<b>III.3 Fonctionnement de l’antenne en mode bifréquence.....</b>	<b>30</b>
<b>III.4 Effets de quelques paramètres sur le fonctionnement en mode bifréquence .....</b>	<b>32</b>
<b>III.4.1 Influence des dimensions de la plaque parasitique.....</b>	<b>32</b>
<b>III.4.2 Influence de l’anisotropie dans les diélectriques .....</b>	<b>35</b>
<b>III.5 Etude de l’excentrage “offset” .....</b>	<b>36</b>
<b>Conclusion.....</b>	<b>39</b>

*Chapitre 4*  
*Conclusion générale*

<b>Conclusion générale.....</b>	<b>41</b>
<b>Annexe A.....</b>	<b>43</b>
<b>Annexe B.....</b>	<b>48</b>
<b>Annexe C.....</b>	<b>50</b>
<b>Annexe D.....</b>	<b>52</b>
<b>Références bibliographiques.....</b>	<b>53</b>

# *Introduction générale*

## Introduction générale

La technique des circuits imprimés a révolutionné les domaines de l'électronique et, plus récemment, celui des hyperfréquences, où elle se prête particulièrement bien à la réalisation de circuits et d'antennes plaques.

Outre l'aspect faible poids, volume et épaisseur les antennes microbandes offrent une multitude d'avantages par rapport aux antennes classiques tels que : le faible coût et la simplicité de fabrication, la possibilité de la mise en réseau et l'intégration d'éléments discrets et finalement la conformabilité facilitant l'implantation sur tout type de support. Cependant, ce type d'éléments présente des limites, notamment la bande passante étroite, le faible gain et l'excitation possible d'ondes de surface.

En raison de la bande passante très étroite des antennes plaques autour de leurs fréquences d'opération, le développement des algorithmes exacts pour l'estimation de ces fréquences de résonance est d'une importance primordiale [1].

Il a été montré que le paramètre le plus sensible lors de l'estimation des performances d'une antenne microbande est la constante diélectrique du substrat. Cependant, beaucoup de substrats pratiques utilisés dans les structures microbandes exhibent un taux significatif d'anisotropie, spécialement l'anisotropie uniaxiale [2]-[6]. Parmi ces substrats pratiques nous citons le Saphir, l'Epsilam-10 et la Nitrure de Bore. Cette anisotropie affecte les performances des antennes imprimées, et donc une caractérisation et conception précise de ces dernières doivent tenir compte de cet effet.

L'antenne microbande, originalement constituée d'un substrat monocouche avec l'élément rayonnant imprimé sur une face et le plan de masse sur l'autre, est actuellement en évolution en des structures à substrats diélectriques multicouches [7]-[21]. L'utilisation de plusieurs couches diélectriques offre des degrés de liberté additionnels au concepteur

qui peut contrôler et optimiser les performances de l'antenne telles que la bande passante, l'ouverture du faisceau de rayonnement, le gain et autres. Aussi, les tendances vers les réseaux d'antennes plaques indiquent que les antennes microbandes à l'avenir seront basées en grande partie sur la technologie multicouche. Vu cette importance technologique croissante des substrats multicouches dans le domaine des antennes plaques, les modèles développés pour analyser ces antennes doivent être capables de traiter les structures multicouches.

Les antennes microbandes conventionnelles, constituées d'une plaque unique imprimée sur un substrat diélectrique, présentent deux inconvénients majeurs qui sont : le faible gain et la bande passante étroite. La méthode la plus habituelle dans l'élargissement de la bande passante consiste simplement à augmenter l'épaisseur du diélectrique entre l'élément rayonnant et le plan de masse. Cette méthode ne peut pas, cependant, être appliquée sans causer des anomalies ; à savoir l'excitation des ondes de surface et la perte de l'aspect faible poids, volume et épaisseur fortement souhaitable dans les applications des antennes microbandes. L'opération en mode bifréquence, qui consiste à ce que l'antenne opère de façon efficace en deux fréquences distinctes, est parfois un besoin extrême dans quelques utilisations. Les antennes conventionnelles ne garantissent pas ce type de fonctionnement. Tout en maintenant les avantages des antennes conventionnelles, les antennes microbandes ayant des configurations à empilement, constituées d'une ou de plusieurs plaques conductrices couplées parasitiquement à un driven patch, surmontent la limitation de la bande passante étroite par l'introduction de résonances additionnelles dans la gamme de fréquences d'opération, atteignant des largeurs de bande jusqu'à 35% [22]. En outre, les antennes possédant des configurations à empilement ont permis des gains élevés et ont offert la possibilité d'opération en mode bifréquence [23].

Les caractéristiques des antennes possédant des configurations à empilement dépendent essentiellement des dimensions relatives des plaques, les séparations entre les différentes métallisations et les permittivités du milieu diélectrique. La possibilité de décaler la plaque parasitique dans la direction  $x$  ou dans la direction  $y$  ou dans les deux directions para port au driven patch donne des degrés de liberté additionnels au concepteur qui peut contrôler et optimiser les performances de l'antenne sans modifier leurs paramètres constitutifs. Le décalage de la plaque parasitique par rapport au driven patch est connu chez l'ensemble de la communauté des microondistes sous le nom d'excentrage "offset" [24], [25].

Les études théoriques et expérimentales consacrées à l'étude du fonctionnement bifréquence des structures à empilement se sont confinées à des plaques circulaires [26]-[27] et annulaires [28]; pour des structures utilisant des plaques rectangulaires, uniquement des résultats pour l'impédance d'entrée [29], [30] et le champ rayonné [31] ont été rapportés. La méthode de Galerkin implémentée dans le domaine des transformées vectorielles de Fourier est utilisée pour le calcul numérique des fréquences de résonance complexes d'une antenne microbande possédant une configuration à empilement; constituée de deux plaques rectangulaires noyées dans un milieu multicouche contenant des matériaux isotropes et/ou anisotropes. Selon notre recherche et la bibliographie que nous détenons, l'effet de l'anisotropie sur les structures d'antennes ayant des configurations à empilement à été étudié uniquement pour des plaques à géométrie circulaire [32]. On a étudiée aussi dans ce travail, l'influence d'une plaque parasitique excentrée sur la résonance de l'antenne. Le présent travail est structuré comme suit :

Dans le Chapitre I, nous présentons des généralités sur les antennes microbandes.

Dans le Chapitre II, nous détaillons la formulation théorique du problème.

Dans le Chapitre III ,divers résultats numériques sont présentés pour une structure bicouches.

Finalement , les conclusions sont résumés en Chapitre IV.

# Chapitre I

## *Généralités sur les antennes microbandes*

### **I.1 Introduction**

### **I.2 L'antenne patch rectangulaire**

#### **I.2.1 Les diverses formes des éléments rayonnants**

#### **I.2.2 Mécanismes de rayonnement de l'antenne patch rectangulaire**

### **I.3 Influence des paramètres géométriques sur les caractéristiques de l'antenne**

#### **I.3.1 Largeur $W$ du patch**

#### **I.3.2 Longueur $L$ du patch**

### **I.4 Description des différentes méthodes d'analyse**

## I.1 Introduction

Les microbandes rayonnantes ont été proposées par deschamps en 1953 aux U.S.A et en 1955 par Gutton et Baissinot en France. En 1970, Byron a décrit la structure planaire qui se constitue d'un élément rayonnant séparée d'un plan de masse par un substrat diélectrique (Figure I.1).

Les domaines d'utilisation privilégiés des antennes micro-rubans sont les télécommunications spatiales, le téléguidage des missiles [34], la navigation aérienne ou terrestre, applications soumises à des critères sélectifs d'aérodynamiques et à des limitations de poids, de volume et d'épaisseur. Ces antennes sont également utiles dans la surveillance de locaux ou carrefours routiers, la régulation du trafic routier, la communication entre mobiles et dans des nouveaux domaines tels que la médecine [35] ou le téléphone mobile [36].

Outre l'aspect faible poids, volume et épaisseur les antennes micro-rubans offrent une multitude d'avantages par rapport aux antennes classiques [37] - [43] tels que :

- simplicité de fabrication.
- coût de fabrication faible, y compris dans le cas d'une production en série.
- mise en réseau aisée.
- conformabilité facilitant l'implantation sur tout type de support.
- rayonnement perpendiculaire à la surface.

Cependant, ce type d'éléments présente des limites, notamment :

- une bande passante étroite [44].
- une excitation possible d'ondes de surface [45].
- un rayonnement faible [46].
- une directivité relativement peu élevée.
- un rayonnement parasite (alimentation).

Ces différents avantages et inconvénients constituent des sources d'étude très variées. En effet, la bande passante peut être élargie en superposant plusieurs éléments rayonnants séparés

par du diélectrique ou de l'air [47]. L'utilisation d'antennes réseaux permet d'améliorer le rendement et la directivité. Des formes aussi variées que des antennes en forme de rectangle, disque, triangle ou d'anneaux ont suscité de nombreuses études. D'autres aspects tels que l'effet d'une couche piège ou l'influence de l'épaisseur du substrat sur les caractéristiques de l'antenne ont été analysés par différents travaux.

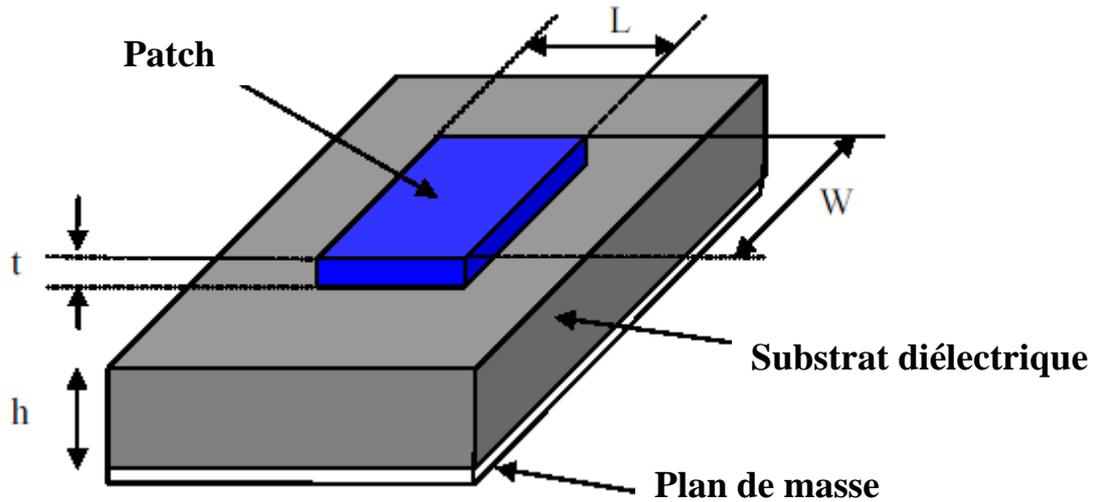


Figure I.1 Antenne à éléments imprimés

Les ondes dans une ligne microbande s'effectue à la fois dans le milieu diélectrique et dans l'air comme le montre la (figure I.2). Du point de vue modélisation, les deux milieux sont remplacés par un unique milieu effectif caractérisée par une constante diélectrique exprimée par :

$$\epsilon_{eff} = \left( \frac{\epsilon_r + 1}{2} \right) + \left( \frac{\epsilon_r - 1}{2} \right) \left( 1 + 10 \frac{h}{W} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (I.1)$$

La répartition des lignes de champs qui s'étendent autour et dans la structure dépend essentiellement :

- de la largeur  $w$  des circuits de métallisation
- des caractéristiques du substrat : à savoir sa constante diélectrique  $\epsilon_r$  et son épaisseur  $h$

Le choix des valeurs de ces paramètres conditionne généralement le type d'application qu'on peut concevoir avec la technologie microbande. Pour la réalisation de circuits hyperfréquences, on recherche à minimiser le rayonnement en espace libre de la ligne et choisi en conséquence un substrat tel que l'énergie électromagnétique reste concentrée dans le diélectrique (plus exactement dans la cavité que forme la bande métallique et le plan de masse). On peut utiliser donc des substrats de constante diélectrique élevé (comme de l'Alumine  $\epsilon_r = 9.9$ )

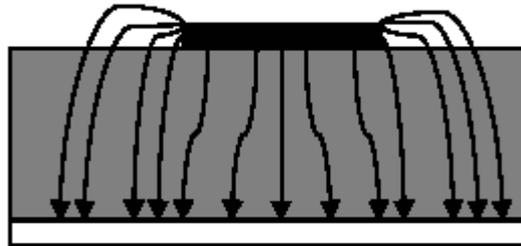


Figure I.2 Lignes de champ électrique

En ce qui concerne les antennes, le substrat le mieux approprié est celui possédant une constante diélectrique faible, une épaisseur grande (par rapport à la longueur d'onde d'opération) et peu de pertes ( $\tan \delta$ ). Un substrat épais augmente la puissance rayonnée par l'antenne, réduit les pertes par effet Joules et améliore la bande passante de l'antenne. En contrepartie, le poids est augmenté. Une faible valeur de la constante diélectrique (typiquement  $\epsilon_r \ll 2.5$ ) favorise l'extension des champs autour de la ligne et donc la puissance rayonnée.

## I.2 L'antenne patch rectangulaire

### I.2.1 Les diverses formes des éléments rayonnants

Les éléments rayonnants les plus simples ont la forme d'un rectangle, d'un carré, d'un disque circulaire ou encore d'un triangle comme le montre la figure I.3 :

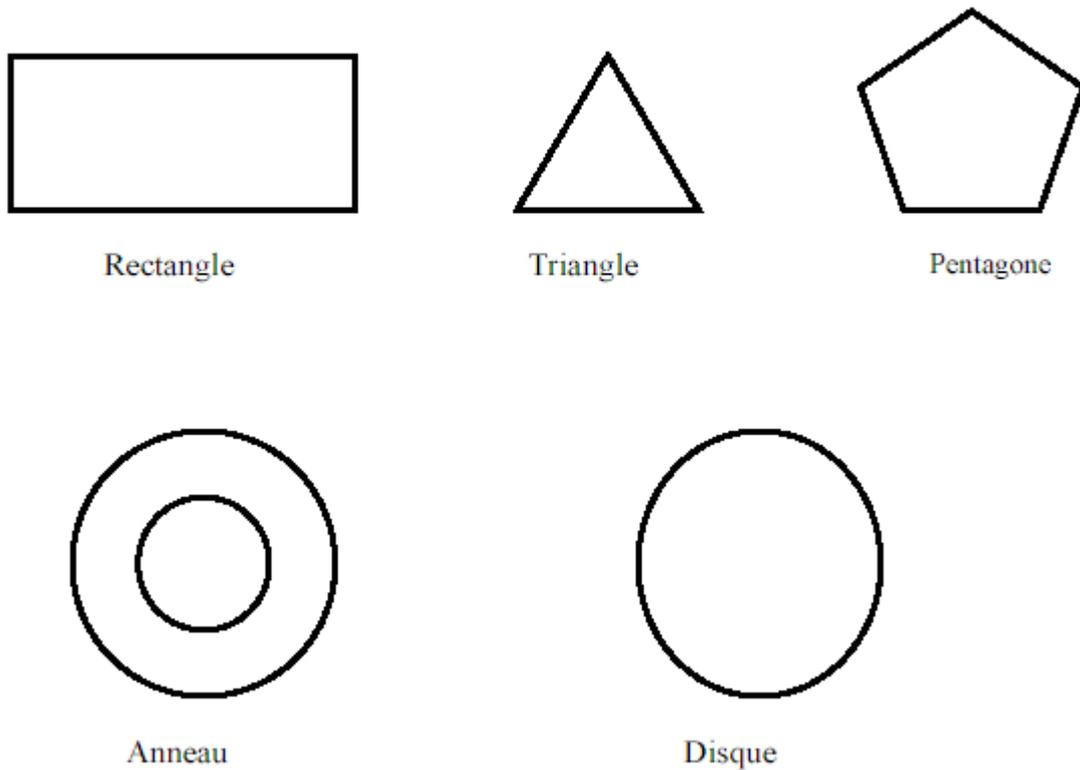


Figure I.3 Divers types d'éléments rayonnants

Parmi toutes ces formes, l'élément rectangulaire est sans contexte le plus facile à appréhender pour la compréhension des mécanismes de rayonnements des antennes microbande.

### I.2.2 Mécanismes de rayonnement de l'antenne patch rectangulaire

Le mécanisme de rayonnement d'une antenne patch rectangulaire se comprend aisément à partir de sa forme géométrique. Lorsque on excite la ligne d'alimentation avec une source RF, une onde électromagnétique va se propager sur cette ligne puis va rencontrer l'élément rayonnant (de largeur plus grande que la ligne, donc plus apte à rayonner..). Une distribution de charge va s'établir à l'interface Substrat / Plan de masse, sur et sous l'élément rayonnant. La figure I.4 montre cette distribution dans le cas particulier où l'antenne rayonne le plus efficacement c'est à dire lorsqu'elle devient résonante (la longueur de l'élément rayonnant est

un multiple de la demi-longueur d'onde guidée). Le cas présenté correspond au mode fondamental de l'antenne.

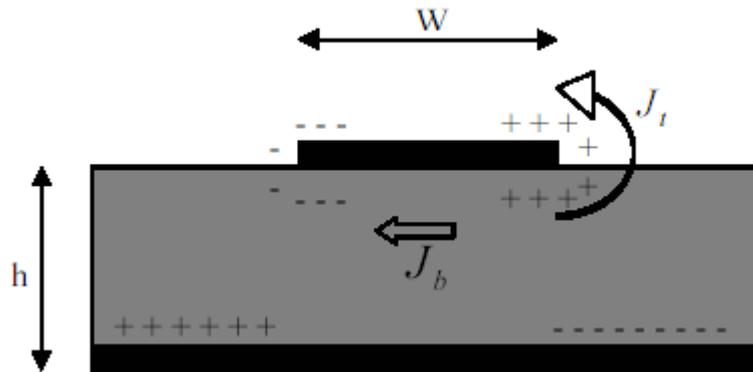


Figure I.4 Distribution de charge et densité de courant sur une antenne microstrip

Ces distributions de charge et les densités de courants associés induisent une distribution de champ électrique représentée à la figure I.5 dans le mode fondamental.

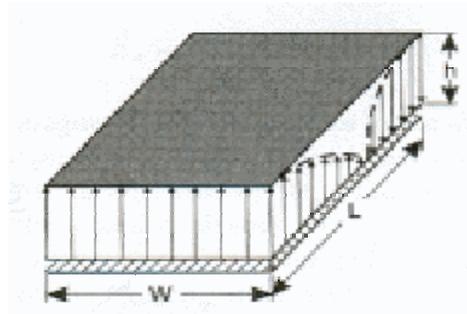


Figure I.5 Distribution de la composante verticale du champ électrique dans le mode fondamental de l'antenne

Une analyse plus détaillée des distributions de charge et du champ électrique dans ce mode permet de retrouver tous les paramètres caractéristiques d'une antenne: (diagramme et résistance de rayonnement, fréquences de résonance...). Nous pouvons constater sur la figure I.5 un renversement de phase des composantes verticales du champ électrique sur la longueur  $L$  de l'antenne. Ce résultat est évident en lui-même. Ce cas correspond à la résonance  $\lambda_g/2$  de l'antenne. Il en résulte une contribution vectorielle de ces composantes de champs nulle. Il en est de même pour les composantes verticales sur la largeur  $W$  du patch. La figure I.6 montre

les composantes horizontales des lignes de champ entourant l'élément imprimé. Contrairement à précédemment, elles créent des rayonnements qui sont en phase dans le plan de l'antenne. Finalement, le rayonnement du patch peut être modélisé par celui de deux fentes parallèles distantes de la longueur  $L$  et de dimensions  $W \cdot h$ . La théorie de l'électromagnétisme nous fournit alors les expressions des champs rayonnés par le patch à une certaine distance d'observation.

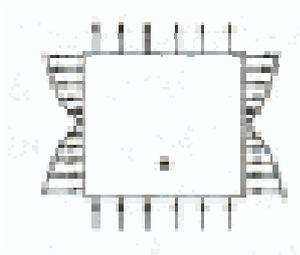


Figure I.6 Distribution de la composante horizontale du champ électrique dans le mode fondamental de l'antenne.

Nous pourrions montrer par l'étude des composantes tangentielles du champ magnétique que le patch rectangulaire peut se modéliser comme une cavité avec 4 murs magnétiques (bords de la cavité) et 2 murs électriques (formés par les métallisations et dans l'approximation que la composante normale du champ électrique est constante). En posant les équations de propagations avec les conditions aux limites adéquates, on détermine assez facilement les fréquences de résonances de l'antenne patch rectangulaire :

$$f_{mn} = \frac{c}{2\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{m}{\pi W_{eff}}\right)^2 + \left(\frac{n}{\pi L_{eff}}\right)^2} \quad (I.2)$$

avec

$$W_{eff} = W + \Delta W, L_{eff} = L + \Delta L \quad (I.3)$$

et

$$\Delta L = 0.412h \left[ \frac{(\epsilon_{eff} + 0.3)\left(\frac{W}{h} + 0.264\right)}{(\epsilon_{eff} - 0.258)\left(\frac{W}{h} + 0.813\right)} \right] \quad (I.4)$$

$\Delta L$  et  $\delta W$  représentent respectivement les extensions de longueur et de largeur dues  $\Delta W$  s'obtient en remplaçant la largeur  $W$  par la longueur  $L$  dans la formule précédente.

### I.3 Influence des paramètres géométriques sur les caractéristiques de l'antenne

#### 1.3.1 Largeur $W$ du patch

La largeur du patch a un effet mineur sur les fréquences de résonance et sur le diagramme de rayonnement de l'antenne. Par contre, elle joue un rôle pour l'impédance d'entrée de l'antenne équation ( I.5 ) et la bande passante à ses résonances équation ( I.6 ) :

$$Z_{in} = 90 \frac{\epsilon_r^2}{\epsilon_r - 1} \left( \frac{L}{W} \right)^2 \quad (I.5)$$

$$B = 3.11 \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r^2} \frac{W}{L} \frac{h}{W} \quad (I.6)$$

Pour permettre un bon rendement de l'antenne, une largeur  $W$  pratique est :

$$W = \frac{c}{2f_{01}} \sqrt{\frac{2}{\epsilon_r + 1}} \quad (I.7)$$

où le terme  $f_{01}$  représente la fréquence du mode fondamentale de l'antenne.

### I.3.2 Longueur $L$ du patch

La longueur du patch détermine les fréquences de résonance de l'antenne

$$L = \frac{\lambda_{dielectric}}{2} - 2\Delta L = \frac{c}{2f_{01}\sqrt{\epsilon_r}} - 2\Delta L \quad (I.8)$$

### I.4 Description des différentes méthodes d'analyse

Les méthodes et les modèles proposés pour analyser les antennes microbandes peuvent être classés en deux groupes :

le premier groupe part de certaines suppositions physiques qui aboutissent, généralement à des formules analytiques simples, très demandées pour une compréhension du phénomène physique et pour la C.A.O. Le modèle de la ligne de transmission et celui de la cavité sont très utilisés. Dans la technique de la ligne de transmission [48] l'inconnu à déterminer est la constante de propagation; les pertes par rayonnement sont incluses dans le coefficient d'atténuation de la constante de propagation. Cependant, cette technique ne rend pas compte des effets des modes d'ordre supérieure. La structure microbande peut être assimilée à une cavité limitée en haut par une plaque conductrice, en bas par un plan de masse et entourée par une surface latérale. Les deux plans conducteurs représentent des murs électriques et la surface latérale constitue le mur magnétique. Dans ce modèle l'inconnu est le système des modes propagatifs et leurs fréquences de résonance [49]. Les inconvénients spécifiques à ce groupe de méthodes sont :

- l'inaptitude de ces méthodes pour prédire toute les caractéristiques de l'antenne.
- les conditions considérées de l'épaisseur faible du substrat diélectrique et d'une constante diélectrique petite rendent la caractérisation en quelque sorte incomplète ce qui nous contrains à utiliser des formules de correction

- ces méthodes sont limitées à des formes géométriques simples.

Le deuxième groupe est basé sur un problème électromagnétique de valeurs aux frontières, qui aboutit à une équation intégral dont l'inconnu est la distribution des courants surfaciques sur la plaque. Pour exprimer cette équation, il est nécessaire de faire un appel au tenseur spectral de Green, qui peut être déterminé par différentes techniques. La procédure de Galerkin permet de ramener l'équation intégral à un système d'équation algébrique. La résolution de l'équation caractéristique du système linéaire déterminera les fréquences de résonance complexes, les autres caractéristiques de l'antenne seront directement obtenues. Cette approche introduite par Itoh est qualifiée comme étant rigoureuse, malgré qu'elle est un peu coûteuse du point de vue temps de calcul et précision exigée sur la détermination des éléments de la matrice impédance. Elle tient compte de tous les phénomènes d'ondes associés à la structure ( A full -wave analysis ). L'analyse dans le domaine spectral permet de réduire le problème vectoriel tridimensionnel en un problème bidimensionnel. Cette méthode qui est d'actualité, n'est pas limitée par les conditions classiques telles que, la faible épaisseur du substrat et la petite constante diélectrique. En outre, on a la possibilité d'inclure dans l'analyse l'effet des différents paramètres tels que l'épaisseur du substrat, la constante diélectrique, les pertes par diélectrique et par conducteur, les dimensions finies du plan de masse ainsi que le traitement des structures multicouches et multiconducteurs. La solution obtenue est d'autant plus proche et plus exacte lorsque les fonctions de base et d'essai utilisées modélisent bien la variation réelle des courants surfaciques. Un choix adéquat de ces fonctions permet de faciliter l'analyse et rend la convergence plus rapide.

Dans ce travail et vu les avantages montrés par le groupe des méthodes intégrales, une méthode appartenant à ce groupe est utilisée pour calculer la fréquence de résonance complexe, la bande passante, le facteur de qualité et le champ rayonné en zone lointaine d'un patch microbande rectangulaire imprimé sur un substrat uniaxial (UNIAXIAL SUBSTRATE). A cause de la bande passante très étroite des antennes microbandes, la fréquence de résonance,

qui dépend fortement de la permittivité du substrat, est un facteur très important à déterminer avec exactitude. Il est reporté dans la littérature que beaucoup de substrat utilisés dans les structures microbandes présentent un taux d'anisotropie, spécialement l'anisotropie uniaxiale[50]. Pour cela l'effet de l'anisotropie sur la fréquence de résonance et autres paramètres, doit être pris en compte dans la conception de ces structures.

Avant la discussion des résultats obtenus, nous avons tout d'abord réalisé des études de convergence et nous avons poursuivi en confrontant nos résultats avec les données expérimentales et théoriques disponibles dans la littérature. Nous allons discuter aussi l'effet de la plaque parasitique sur les caractéristiques de l'antenne , l'effet de l'anisotropie dans les diélectriques , et l'effet de l'excentrage.

# Chapitre II

## *Mise en équation du problème*

II.1 Introduction

II.2 Présentation de la structure étudiée

II.3 Détermination des fonctions dyadiques hybrides de Green

II.4 Formulation des équations intégrales

II.5 Résolution des équations intégrales par la méthode de Galerkin

II.6 Choix de fonctions de base dans la méthode de Galerkin

Conclusion

## II.1 Introduction

**D**ans ce chapitre on va étudier une antenne microbande possédant une configuration à empilement ; constituée de deux plaques rectangulaires noyées dans un milieu multicouche contenant des matériaux isotropes et/ou anisotropes. On va utiliser la méthode Full-wave pour le calcul numérique des fréquences de résonance complexes. Pour la détermination des dyades de Green dans le domaine des transformées vectorielles de Fourier on va proposer une nouvelle technique. La méthode de Galerkin sera utilisée pour la détermination des courants surfaciques sur le driven patch et sur la plaque parasitique. Les modes TM issus du modèle de la cavité ont été utilisés pour l'approximation des courants sur les deux plaques.

## II.2 Présentation de la structure étudiée

Le problème à résoudre est illustré dans la Figure II.1. nous avons deux plaques rectangulaires. Les dimensions du driven patch sont  $a_1 \times b_1$ , alors que celles de la plaque parasitique sont  $a_2 \times b_2$ . Le centre du driven patch et celui de la plaque parasitique ont la coordonnée  $(x, y) = (0, 0)$  (le cas d'une plaque parasitique excentrée est considéré uniquement dans le chapitre III ).

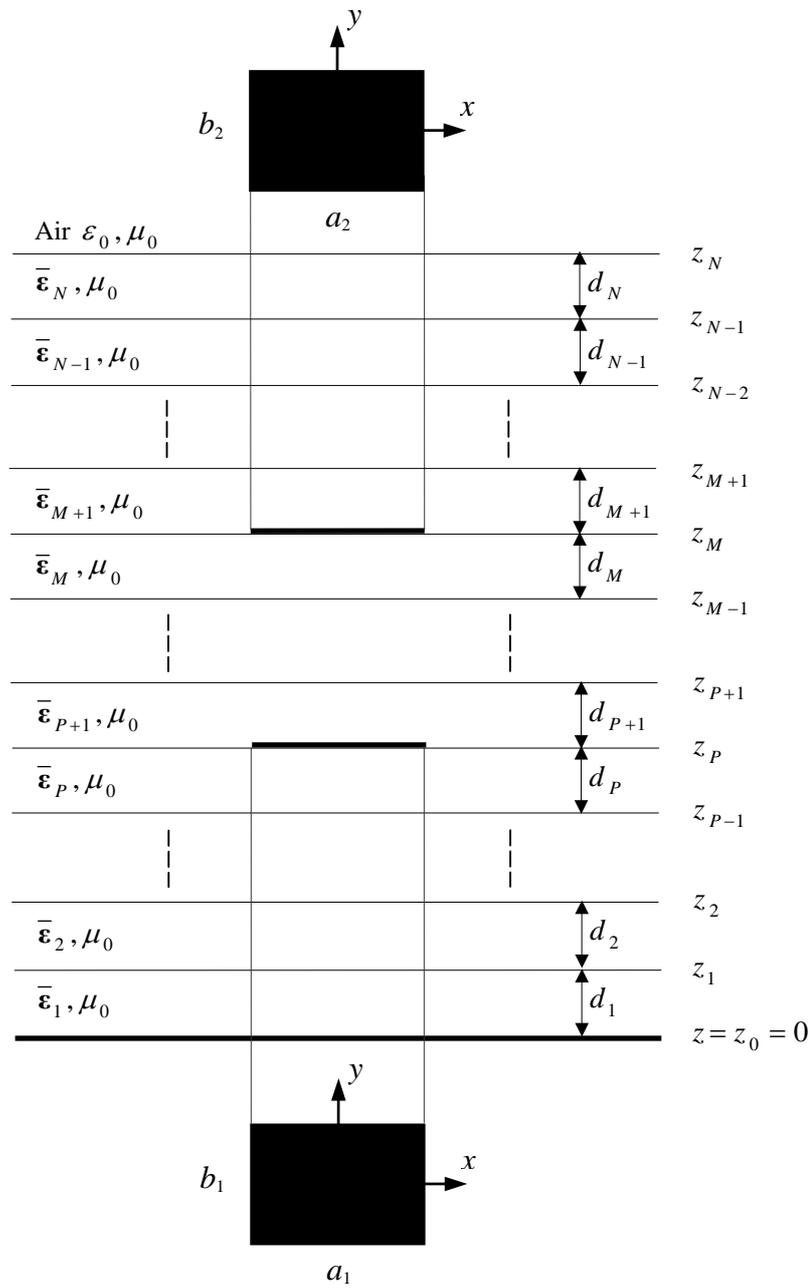


Figure II.1. Géométrie d'une antenne microbande possédant une configuration à empilement constituée de deux plaques rectangulaires noyées dans un milieu multicouche.

Aussi, les deux plaques métalliques et le plan de masse sont supposés être des conducteurs parfaits d'épaisseurs négligeables. Les deux plaques rectangulaires sont noyées dans un milieu multicouche constitué de  $N$  couches diélectriques, présentant une anisotropie de type uniaxial avec l'axe optique normal aux deux plaques. Chaque couche d'épaisseur  $d_j = z_j - z_{j-1}$  ( $j=1,2,\dots,N$ ) est caractérisée par la perméabilité du vide  $\mu_0$  et la permittivité tensorielle  $\bar{\epsilon}_j$  définie par l'équation

$$\bar{\epsilon}_j = \epsilon_0 \text{diag}[\epsilon_{xj}, \epsilon_{xj}, \epsilon_{zj}] \quad (\text{II.1})$$

$\epsilon_0$  est la permittivité du vide et  $\text{diag}$  représente une matrice diagonale avec les éléments diagonaux apparaissant entre crochets. Le driven patch et la plaque parasitique sont imprimés dans la stratification aux interfaces  $z=z_p$  et  $z=z_M$ , respectivement. Le milieu ambiant est l'air avec les paramètres constitutifs  $\mu_0$  et  $\epsilon_0$ . Il faut noter que tous les champs et les courants sont en régime harmonique avec la dépendance temporelle  $e^{i\omega t}$  supprimée. L'analyse nécessite trois étapes pour obtenir la fréquence de résonance complexe de la structure considérée dans la Figure II.1

### II.3 Détermination des fonctions dyadiques hybrides de Green

L'équation (II.1) peut être spécialisée au cas isotrope en admettant  $\epsilon_{xj} = \epsilon_{zj} = \epsilon_{rj}$ . Considérons une onde électromagnétique qui se propage dans une région loin des sources ( $\rho=0, j=0$ ) ( Voir Annexe A ). Alors, les champs transverses dans la  $j$ ème couche diélectrique ( $z_{j-1} < z < z_j$ ) sont  $\tilde{E}_z$  et  $\tilde{H}_z$  :

$$\tilde{E}_x(\mathbf{k}_s, z) = \frac{ik_x}{k_s^2} \frac{\varepsilon_{zj}}{\varepsilon_{xj}} \frac{\partial \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} + \frac{\omega \mu_0 k_y}{k_s^2} \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z) \quad (\text{II.2a})$$

$$\tilde{E}_y(\mathbf{k}_s, z) = \frac{ik_y}{k_s^2} \frac{\varepsilon_{zj}}{\varepsilon_{xj}} \frac{\partial \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} - \frac{\omega \mu_0 k_x}{k_s^2} \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z) \quad (\text{II.2b})$$

$$\tilde{H}_x(\mathbf{k}_s, z) = \frac{ik_x}{k_s^2} \frac{\partial \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} - \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{zj} k_y}{k_s^2} \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z) \quad (\text{II.3a})$$

$$\tilde{H}_y(\mathbf{k}_s, z) = \frac{ik_y}{k_s^2} \frac{\partial \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} + \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{zj} k_x}{k_s^2} \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z) \quad (\text{II.3b})$$

$\mathbf{k}_s = \hat{x}k_x + \hat{y}k_y$  est le vecteur d'onde transverse et  $k_s = |\mathbf{k}_s|$ . Après avoir effectuer quelques manipulations algébriques simples, nous pouvons mettre (II.2a), (II.2b), (II.3a) et (II.3b) sous la forme

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}_s, z) = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x(\mathbf{k}_s, z) \\ \tilde{E}_y(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \begin{bmatrix} \frac{i}{k_s} \frac{\varepsilon_{zj}}{\varepsilon_{xj}} \frac{\partial \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} \\ \frac{\omega \mu_0}{k_s} \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \begin{bmatrix} e^e(\mathbf{k}_s, z) \\ e^h(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} \quad (\text{II.4})$$

$$\tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{k}_s, z) = \begin{bmatrix} \tilde{H}_y(\mathbf{k}_s, z) \\ -\tilde{H}_x(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \begin{bmatrix} \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{zj}}{k_s} \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z) \\ \frac{i}{k_s} \frac{\partial \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \begin{bmatrix} h^e(\mathbf{k}_s, z) \\ h^h(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} \quad (\text{II.5})$$

Les exposants  $e$  et  $h$  dénotent les ondes TM et TE, respectivement, et

$$\bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}^{-1}(\mathbf{k}_s) \quad (\text{II.6})$$

A partir de (II.4) et (II.5) ainsi que (II.6), nous avons

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z) = \begin{bmatrix} e^e(\mathbf{k}_s, z) \\ e^h(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}_s, z) \quad (\text{II.7})$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z) = \begin{bmatrix} h^e(\mathbf{k}_s, z) \\ h^h(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} = \overline{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s) \cdot \tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{k}_s, z) \quad (\text{II.8})$$

Les formes générales de  $\tilde{E}_z$  et  $\tilde{H}_z$  sont :

$$\tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z) = A_j^e e^{-ik_{zj}^e z} + B_j^e e^{ik_{zj}^e z} \quad (\text{II.9})$$

$$\tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z) = A_j^h e^{-ik_{zj}^h z} + B_j^h e^{ik_{zj}^h z} \quad (\text{II.10})$$

où les coefficients spectraux  $A_j^e$ ,  $B_j^e$ ,  $A_j^h$  et  $B_j^h$  sont fonctions de la variable spectrale  $k_s$  et

$$k_{zj}^e = \left( \varepsilon_{xj} k_0^2 - \frac{\varepsilon_{xj}}{\varepsilon_{zj}} k_s^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad k_{zj}^h = \left( \varepsilon_{xj} k_0^2 - k_s^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad k_0^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \quad (\text{II.11})$$

$k_{zj}^e$  et  $k_{zj}^h$  sont, respectivement, les constantes de propagation des ondes TM et TE dans la jème couche. Après substitution des expressions de  $\tilde{E}_z$  et  $\tilde{H}_z$  données par (II.9) et (II.10) dans (II.4) et (II.5), nous obtenons

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z) = e^{-i\bar{\mathbf{k}}_{zj} z} \cdot \mathbf{A}_j(\mathbf{k}_s) + e^{i\bar{\mathbf{k}}_{zj} z} \cdot \mathbf{B}_j(\mathbf{k}_s) \quad (\text{II.12})$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z) = \overline{\mathbf{g}}_j(\mathbf{k}_s) \cdot \left[ e^{-i\bar{\mathbf{k}}_{zj} z} \cdot \mathbf{A}_j(\mathbf{k}_s) - e^{i\bar{\mathbf{k}}_{zj} z} \cdot \mathbf{B}_j(\mathbf{k}_s) \right] \quad (\text{II.13})$$

où  $\mathbf{A}_j$  et  $\mathbf{B}_j$  sont deux vecteurs ayant des composantes exprimées en fonction des coefficients spectraux  $A_j^e$ ,  $A_j^h$ ,  $B_j^e$  et  $B_j^h$  ( Voir Annexe B) et

$$\bar{\mathbf{k}}_{zj} = \text{diag} \left[ k_{zj}^e, k_{zj}^h \right], \quad \overline{\mathbf{g}}_j(\mathbf{k}_s) = \text{diag} \left[ \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{xj}}{k_{zj}^e}, \frac{k_{zj}^h}{\omega \mu_0} \right] \quad (\text{II.14})$$

En écrivant les équations (II.12) et (II.13) dans les plans  $z = z_{j-1}$  et  $z = z_j$ , et par élimination des inconnus  $\mathbf{A}_j$  et  $\mathbf{B}_j$ , nous obtenons la forme matricielle

$$\begin{bmatrix} \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_j^-) \\ \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_j^-) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{T}}_j \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_{j-1}^+) \\ \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_{j-1}^+) \end{bmatrix} \quad (\text{II.15})$$

avec

$$\bar{\mathbf{T}}_j = \begin{bmatrix} \bar{\mathbf{T}}_j^{11} & \bar{\mathbf{T}}_j^{12} \\ \bar{\mathbf{T}}_j^{21} & \bar{\mathbf{T}}_j^{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \bar{\boldsymbol{\theta}}_j & -i \bar{\mathbf{g}}_j^{-1} \cdot \sin \bar{\boldsymbol{\theta}}_j \\ -i \bar{\mathbf{g}}_j \cdot \sin \bar{\boldsymbol{\theta}}_j & \cos \bar{\boldsymbol{\theta}}_j \end{bmatrix}, \bar{\boldsymbol{\theta}}_j = \bar{\mathbf{k}}_{z_j} d_j \quad (\text{II.16})$$

qui combine  $\mathbf{e}$  et  $\mathbf{h}$  sur les deux côtés de la couche comme quantités d'entrée/sortie.

Les équations de continuité pour les composantes tangentielles du champ sont

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_j^-) = \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_j^+) = \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_j), \quad j=1,2,\dots,N \quad (\text{II.17})$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_j^-) - \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_j^+) = \delta_{jP} \mathbf{j}^1(\mathbf{k}_s) + \delta_{jM} \mathbf{j}^2(\mathbf{k}_s), \quad j=1,2,\dots,N \quad (\text{II.18})$$

Dans (II.18),  $\mathbf{j}^1(\mathbf{k}_s)$  ( $\mathbf{j}^2(\mathbf{k}_s)$ ) est la transformée vectorielle de Fourier du courant  $\mathbf{J}^1(\mathbf{r}_s)$  ( $\mathbf{J}^2(\mathbf{r}_s)$ ) sur le driven patch (la plaque parasitique), et  $\delta_{ji}$  ( $i=P, M$ ) est le symbole de Kronecker. En utilisant les équations (II.15)-(II.18), le cascade des matrices par multiplication simple donne

$$\begin{bmatrix} \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_P^+) \\ \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_P^+) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{\Gamma}}_{<1} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, 0^+) \\ \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, 0^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{j}^1(\mathbf{k}_s) \end{bmatrix} \quad (\text{II.19})$$

$$\begin{bmatrix} \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_M^+) \\ \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_M^+) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{\Gamma}}_{=} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_P^+) \\ \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_P^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{j}^2(\mathbf{k}_s) \end{bmatrix} \quad (\text{II.20})$$

$$\begin{bmatrix} \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_N^+) \\ \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_N^+) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{\Gamma}}_{>2} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_M^+) \\ \mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_M^+) \end{bmatrix} \quad (\text{II.21})$$

où

$$\bar{\Gamma}_{<1} = \begin{bmatrix} \bar{\Gamma}_{<1}^{11} & \bar{\Gamma}_{<1}^{12} \\ \bar{\Gamma}_{<1}^{21} & \bar{\Gamma}_{<1}^{22} \end{bmatrix} = \prod_{j=P}^1 \bar{\mathbf{T}}_j, \quad \bar{\Gamma}_{=} = \begin{bmatrix} \bar{\Gamma}_{=}^{11} & \bar{\Gamma}_{=}^{12} \\ \bar{\Gamma}_{=}^{21} & \bar{\Gamma}_{=}^{22} \end{bmatrix} = \prod_{j=M}^{P+1} \bar{\mathbf{T}}_j \quad (\text{II.22a})$$

$$\bar{\Gamma}_{>2} = \begin{bmatrix} \bar{\Gamma}_{>2}^{11} & \bar{\Gamma}_{>2}^{12} \\ \bar{\Gamma}_{>}^{21} & \bar{\Gamma}_{>2}^{22} \end{bmatrix} = \prod_{j=N}^{M+1} \bar{\mathbf{T}}_j \quad (\text{II.22b})$$

Le champ électrique transverse doit nécessairement être nul sur un conducteur parfait, donc pour le plan de masse parfaitement conducteur nous avons

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, 0) = \mathbf{0} \quad (\text{II.23})$$

Dans la région de l'air illimitée, le champ électromagnétique donné par (II.12) et (II.13) devrait s'atténuer lorsque  $z \rightarrow +\infty$  en accord avec la condition de rayonnement de Sommerfeld, ceci donne

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z_N^+) = \bar{\mathbf{g}}_0(\mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_N^+) \quad (\text{II.24})$$

où la matrice diagonale  $\bar{\mathbf{g}}_0(\mathbf{k}_s)$  peut être aisément obtenue à partir de l'expression de  $\bar{\mathbf{g}}_j(\mathbf{k}_s)$  en admettant  $\varepsilon_{xj} = \varepsilon_{zj} = 1$ . En combinant (II.19)-(II.21), (II.23) et (II.24), nous obtenons une relation entre  $\mathbf{j}^1(\mathbf{k}_s)$ ,  $\mathbf{j}^2(\mathbf{k}_s)$ ,  $\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_p)$  et  $\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_M)$  donnée par

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_p) = \bar{\mathbf{G}}^{11}(\mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{j}^1(\mathbf{k}_s) + \bar{\mathbf{G}}^{12}(\mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{j}^2(\mathbf{k}_s) \quad (\text{II.25})$$

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z_M) = \bar{\mathbf{G}}^{21}(\mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{j}^1(\mathbf{k}_s) + \bar{\mathbf{G}}^{22}(\mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{j}^2(\mathbf{k}_s) \quad (\text{II.26})$$

où

$$\bar{\mathbf{G}}^{11}(\mathbf{k}_s) = \text{diag}[G11^e, G11^h] = \bar{\Gamma}_{<1}^{12} \cdot [\bar{\mathbf{g}}_0 \cdot \bar{\Gamma}_{>1}^{12} - \bar{\Gamma}_{>1}^{22}] \cdot [\bar{\mathbf{g}}_0 \cdot \bar{\Gamma}_{>1}^{12} - \bar{\Gamma}_{>1}^{22}]^{-1} \quad (\text{II.27})$$

$$\bar{\mathbf{G}}^{12}(\mathbf{k}_s) = \text{diag}[G12^e, G12^h] = \bar{\Gamma}_{<1}^{12} \cdot [\bar{\mathbf{g}}_0 \cdot \bar{\Gamma}_{>2}^{12} - \bar{\Gamma}_{>2}^{22}] \cdot [\bar{\mathbf{g}}_0 \cdot \bar{\Gamma}_{>2}^{12} - \bar{\Gamma}_{>2}^{22}]^{-1} \quad (\text{II.28})$$

$$\overline{\mathbf{G}}^{21}(\mathbf{k}_s) = \text{diag}[G21^e, G21^h] = \overline{\mathbf{G}}^{12}(\mathbf{k}_s) \quad (\text{II.29})$$

$$\overline{\mathbf{G}}^{22}(\mathbf{k}_s) = \text{diag}[G22^e, G22^h] = \overline{\Gamma}_{<2}^{12} \cdot [\overline{\mathbf{g}}_0 \cdot \overline{\Gamma}_{>2}^{12} - \overline{\Gamma}_{>2}^{22}] \cdot [\overline{\mathbf{g}}_0 \cdot \overline{\Gamma}^{12} - \overline{\Gamma}^{22}]^{-1} \quad (\text{II.30})$$

Dans les équations (II.27), (II.28) et (II.30) les matrices  $\overline{\Gamma}_{>1}$ ,  $\overline{\Gamma}_{<2}$  et  $\overline{\Gamma}$  sont définies par

$$\overline{\Gamma}_{>1} = \begin{bmatrix} \overline{\Gamma}_{>1}^{11} & \overline{\Gamma}_{>1}^{12} \\ \overline{\Gamma}_{>1}^{21} & \overline{\Gamma}_{>1}^{22} \end{bmatrix} = \overline{\Gamma}_{>2} \cdot \overline{\Gamma}_=, \quad \overline{\Gamma}_{<2} = \begin{bmatrix} \overline{\Gamma}_{<2}^{11} & \overline{\Gamma}_{<2}^{12} \\ \overline{\Gamma}_{<2}^{21} & \overline{\Gamma}_{<2}^{22} \end{bmatrix} = \overline{\Gamma}_= \cdot \overline{\Gamma}_{<1} \quad (\text{II.31a})$$

$$\overline{\Gamma} = \begin{bmatrix} \overline{\Gamma}^{11} & \overline{\Gamma}^{12} \\ \overline{\Gamma}^{21} & \overline{\Gamma}^{22} \end{bmatrix} = \overline{\Gamma}_{>2} \cdot \overline{\Gamma}_= \cdot \overline{\Gamma}_{<1} \quad (\text{II.31b})$$

Les quatre matrices diagonales  $\overline{\mathbf{G}}^{11}(\mathbf{k}_s)$ ,  $\overline{\mathbf{G}}^{12}(\mathbf{k}_s)$ ,  $\overline{\mathbf{G}}^{21}(\mathbf{k}_s)$  et  $\overline{\mathbf{G}}^{22}(\mathbf{k}_s)$  désignent l'ensemble des fonctions dyadiques de Green dans le domaine des transformées vectorielles de Hankel. Il est important de noter que les dyades  $\overline{\mathbf{G}}^{12}(\mathbf{k}_s)$  et  $\overline{\mathbf{G}}^{21}(\mathbf{k}_s)$  caractérisent les interactions entre le driven patch et la plaque parasitique.

#### II.4 Formulation des équations intégrales

A partir de (II.25) et (II.26), respectivement, et via les transformées vectorielles inverses de Fourier :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_s, z_p) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s, \mathbf{r}_s) \cdot [\overline{\mathbf{G}}^{11}(\mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{j}^1(\mathbf{k}_s) + \overline{\mathbf{G}}^{12}(\mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{j}^2(\mathbf{k}_s)] dk_x dk_y \quad (\text{II.32})$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_s, z_M) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s, \mathbf{r}_s) \cdot [\overline{\mathbf{G}}^{21}(\mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{j}^1(\mathbf{k}_s) + \overline{\mathbf{G}}^{22}(\mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{j}^2(\mathbf{k}_s)] dk_x dk_y \quad (\text{II.33})$$

on peut obtenir le champ électrique transverse dans le plan du driven patch et celui dans le plan de la plaque parasitique.

Les conditions aux frontières impliquent que les champs électriques transverses donnés par les équations (II.32) et (II.33) s'annulent sur les deux plaques parfaitement conductrices, pour

donner les équations intégrales couplées suivantes :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s, \mathbf{r}_s) \cdot \left[ \bar{\mathbf{G}}^{11}(\mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{j}^1(\mathbf{k}_s) + \bar{\mathbf{G}}^{12}(\mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{j}^2(\mathbf{k}_s) \right] dk_x dk_y = \mathbf{0}, \quad \mathbf{r}_s \in \text{patch1} \quad (\text{II.34})$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\mathbf{F}}(\mathbf{k}_s, \mathbf{r}_s) \cdot \left[ \bar{\mathbf{G}}^{21}(\mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{j}^1(\mathbf{k}_s) + \bar{\mathbf{G}}^{22}(\mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{j}^2(\mathbf{k}_s) \right] dk_x dk_y = \mathbf{0}, \quad \mathbf{r}_s \in \text{patch2} \quad (\text{II.35})$$

### II.5 Résolution des équations intégrales par la méthode de Galerkin

La première étape dans la résolution des équations intégrales couplées (II.34) et (II.35) par la méthode de Galerkin consiste à développer le courant du driven patch  $\mathbf{J}^1(\mathbf{r}_s)$  et celui de la plaque parasitique  $\mathbf{J}^2(\mathbf{r}_s)$  de la manière suivante :

$$\mathbf{J}^1(\mathbf{r}_s) = \sum_{n=1}^{N_0} a_n \begin{bmatrix} J_{xn}^1(\mathbf{r}_s) \\ 0 \end{bmatrix} + \sum_{m=1}^{M_0} b_m \begin{bmatrix} 0 \\ J_{ym}^1(\mathbf{r}_s) \end{bmatrix} \quad (\text{II.36})$$

$$\mathbf{J}^2(\mathbf{r}_s) = \sum_{p=1}^{P_0} c_p \begin{bmatrix} J_{xp}^2(\mathbf{r}_s) \\ 0 \end{bmatrix} + \sum_{q=1}^{Q_0} d_q \begin{bmatrix} 0 \\ J_{yq}^2(\mathbf{r}_s) \end{bmatrix} \quad (\text{II.37})$$

où  $J_{xn}^1$ ,  $J_{ym}^1$ ,  $J_{xp}^2$  et  $J_{yq}^2$  sont des fonctions de base connues et  $a_n$ ,  $b_m$ ,  $c_p$  et  $d_q$  sont les coefficients du développement modal à déterminer. En utilisant la technique connue sous le nom de la méthode des moments [33], avec des modes de poids choisis identiques aux modes de développement, les équations (II.34) et (II.35) sont réduites à un système d'équations linéaires qui peut être écrit de manière compacte sous la forme matricielle

$$\begin{bmatrix} \left[ \begin{array}{cc} (\bar{\mathbf{U}}^{11})_{N_0 \times N_0} & (\bar{\mathbf{U}}^{12})_{N_0 \times M_0} \\ (\bar{\mathbf{U}}^{21})_{M_0 \times N_0} & (\bar{\mathbf{U}}^{22})_{M_0 \times M_0} \end{array} \right] & \left[ \begin{array}{cc} (\bar{\mathbf{V}}^{11})_{N_0 \times P_0} & (\bar{\mathbf{V}}^{12})_{N_0 \times Q_0} \\ (\bar{\mathbf{V}}^{21})_{M_0 \times P_0} & (\bar{\mathbf{V}}^{22})_{M_0 \times Q_0} \end{array} \right] \\ \left[ \begin{array}{cc} (\bar{\mathbf{W}}^{11})_{P_0 \times N_0} & (\bar{\mathbf{W}}^{12})_{P_0 \times M_0} \\ (\bar{\mathbf{W}}^{21})_{Q_0 \times N_0} & (\bar{\mathbf{W}}^{22})_{Q_0 \times M_0} \end{array} \right] & \left[ \begin{array}{cc} (\bar{\mathbf{Z}}^{11})_{P_0 \times P_0} & (\bar{\mathbf{Z}}^{12})_{P_0 \times Q_0} \\ (\bar{\mathbf{Z}}^{21})_{Q_0 \times P_0} & (\bar{\mathbf{Z}}^{22})_{Q_0 \times Q_0} \end{array} \right] \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (\mathbf{a})_{N_0 \times 1} \\ (\mathbf{b})_{M_0 \times 1} \\ (\mathbf{c})_{P_0 \times 1} \\ (\mathbf{d})_{Q_0 \times 1} \end{bmatrix} = \mathbf{0} \quad (\text{II.38})$$

Les éléments de la matrice  $(\bar{\mathbf{U}})_{(N_0+M_0) \times (N_0+M_0)}$  sont donnés par

$$(\bar{\mathbf{U}}^{11})_{kn} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{k_s^2} [k_x^2 G_{11}^e + k_y^2 G_{11}^h] \tilde{J}_{xk}^1(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{xn}^1(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{II.39a})$$

$$(\bar{\mathbf{U}}^{12})_{km} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_x k_y}{k_s^2} [G_{11}^e - G_{11}^h] \tilde{J}_{xk}^1(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{ym}^1(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{II.39b})$$

$$(\bar{\mathbf{U}}^{21})_{ln} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_x k_y}{k_s^2} [G_{11}^e - G_{11}^h] \tilde{J}_{yl}^1(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{xn}^1(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{II.39c})$$

$$(\bar{\mathbf{U}}^{22})_{lm} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{k_s^2} [k_y^2 G_{11}^e + k_x^2 G_{11}^h] \tilde{J}_{yl}^1(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{ym}^1(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{II.39d})$$

Dans (II.39a)-(II.39d),  $\tilde{J}_{xn}^1$  et  $\tilde{J}_{ym}^1$  sont les transformées de Fourier scalaires de  $J_{xn}^1$  et  $J_{ym}^1$ ,

respectivement. Les éléments de la matrice  $(\bar{\mathbf{V}})_{(N_0+M_0) \times (P_0+Q_0)}$  sont donnés par

$$(\bar{\mathbf{V}}^{11})_{kp} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{k_s^2} [k_x^2 G_{12}^e + k_y^2 G_{12}^h] \tilde{J}_{xk}^1(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{xp}^2(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{II.40a})$$

$$(\bar{\mathbf{V}}^{12})_{kq} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_x k_y}{k_s^2} [G_{12}^e - G_{12}^h] \tilde{J}_{xk}^1(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{yq}^2(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{II.40b})$$

$$(\bar{\mathbf{V}}^{21})_{lp} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_x k_y}{k_s^2} [G_{12}^e - G_{12}^h] \tilde{J}_{yl}^1(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{xp}^2(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{II.40c})$$

$$(\bar{\mathbf{V}}^{22})_{lq} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{k_s^2} [k_y^2 G_{12}^e + k_x^2 G_{12}^h] \tilde{J}_{yl}^1(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{yq}^2(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{II.40d})$$

Dans (II.40a)-(II.40d),  $\tilde{J}_{xp}^2$  et  $\tilde{J}_{yq}^2$  sont les transformées de Fourier scalaires de  $J_{xp}^2$  et  $J_{yq}^2$ ,

respectivement. Concernant les éléments de la matrice  $(\bar{\mathbf{W}})_{(P_0+Q_0) \times (N_0+M_0)}$ , ils sont donnés par

$$(\overline{\mathbf{W}}^{11})_{kn} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{k_s^2} [k_x^2 G21^e + k_y^2 G21^h] \tilde{J}_{xk}^2(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{xn}^1(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{II.41a})$$

$$(\overline{\mathbf{W}}^{12})_{km} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_x k_y}{k_s^2} [G21^e - G21^h] \tilde{J}_{xk}^2(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{ym}^1(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{II.41b})$$

$$(\overline{\mathbf{W}}^{21})_{ln} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_x k_y}{k_s^2} [G21^e - G21^h] \tilde{J}_{yl}^2(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{xn}^1(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{II.41c})$$

$$(\overline{\mathbf{W}}^{22})_{lm} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{k_s^2} [k_y^2 G21^e + k_x^2 G21^h] \tilde{J}_{yl}^2(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{ym}^1(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{II.41d})$$

Et finalement les éléments de la matrice  $(\overline{\mathbf{Z}})_{(P_0+Q_0) \times (P_0+Q_0)}$  sont donnés par

$$(\overline{\mathbf{Z}}^{11})_{kp} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{k_s^2} [k_x^2 G22^e + k_y^2 G22^h] \tilde{J}_{xk}^2(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{xp}^2(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{II.42a})$$

$$(\overline{\mathbf{Z}}^{12})_{kq} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_x k_y}{k_s^2} [G22^e - G22^h] \tilde{J}_{xk}^2(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{yq}^2(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{II.42b})$$

$$(\overline{\mathbf{Z}}^{21})_{lp} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_x k_y}{k_s^2} [G22^e - G22^h] \tilde{J}_{yl}^2(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{xp}^2(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{II.42c})$$

$$(\overline{\mathbf{Z}}^{22})_{lq} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{k_s^2} [k_y^2 G22^e + k_x^2 G22^h] \tilde{J}_{yl}^2(-\mathbf{k}_s) \tilde{J}_{yq}^2(\mathbf{k}_s) dk_x dk_y \quad (\text{II.42d})$$

Il est facile de montrer que la matrice entière dans l'équation (II.38) est symétrique. Pour l'existence d'une solution non triviale de l'équation (II.38), nous devons avoir

$$\det(\overline{\mathbf{\Omega}}(f)) = 0, \quad \overline{\mathbf{\Omega}} = \begin{bmatrix} \overline{\mathbf{U}} & \overline{\mathbf{V}} \\ \overline{\mathbf{W}} & \overline{\mathbf{Z}} \end{bmatrix} \quad (\text{II.43})$$

L'équation (II.43) est l'équation caractéristique des fréquences de résonance complexes de l'antenne microbande possédant la configuration à empilement montrée en Figure II.1. Les parties réelles des fréquences de résonance complexes correspondent aux fréquences de résonance, alors que les parties imaginaires sont dues aux pertes par rayonnement de la structure. Une fois les fréquences de résonance sont obtenues, l'équation matricielle

homogène (II.38) peut être résolue afin de déterminer les coefficients des courants sur les deux plaques.

## II.6 Choix de fonctions de base dans la méthode de Galerkin

Théoriquement, il existe plusieurs systèmes de fonction de Base mais dans la pratique on utilise qu'un nombre limité. En générale, on choisit les fonctions dont la variation reflète et ressemble à celle prévue. En effet la connaissance préalable du type de variation de cette dernière s'avère nécessaire sans oublier le fait d'obtenir uniquement un minimum de termes dans le développement en série de l'inconnu. Cela ayant pour but de réduire l'effort de computation.

Dans ce travail les fonctions de bases utilisées sont issues du modèle de la cavité simple.

( Voir Annexe C ).

## Conclusion

pour le calcul numérique des fréquences de résonance complexes de l'antenne microbande possédant une configuration à empilement ; constituée de deux plaques rectangulaires noyées dans un milieu multicouche contenant des matériaux isotropes et/ou anisotropes, on a utilisé la méthode Full-wave. Le problème de valeurs aux frontières est réduit à un système d'équations intégrales vectorielles couplées en utilisant le formalisme des transformées vectorielles de Fourier. Nous avons aussi proposé une nouvelle technique pour la détermination des dyades de Green dans le domaine des transformées vectorielles de Fourier. La méthode de Galerkin a été utilisée pour la détermination des courants surfaciques sur le driven patch et sur la plaque parasitique. Bien que l'antenne considérée dans ce chapitre consiste en un empilement d'un driven patch et une seule plaque parasitique, il est tout à fait simple et direct d'étendre l'analyse présentée ici aux structures impliquant plusieurs plaques parasitiques. Les modes TM issus du modèle de la cavité ont été utilisés pour l'approximation

des courants sur les deux plaques. Les résultats numérique obtenus seront présentés dans le prochain chapitre.

# Chapitre III

## *Discussion des résultats*

III.1 Introduction

III.2 Comparaison des résultats numériques

III.3 Fonctionnement de l'antenne en mode bifréquence

III.4 Effets de quelques paramètres sur le fonctionnement en mode bifréquence

III.4.1 Influence des dimensions de la plaque parasitique

III.4.2 Influence de l'anisotropie dans les diélectriques

III.5 Etude de l'excentrage "offset"

Conclusion

### III.1 Introduction

Après avoir apporté une étude théorique bien détaillée concernant la formulation mathématique du problème de la fréquence de résonance complexe. Nous allons à présent discuter l'effet de la présence d'une plaque parasitique ,et alors le fonctionnement de l'antenne en mode bifréquence ,et l'influence de plusieurs paramètres sur le fonctionnement en mode bifréquence, à savoir : l'influence de l'anisotropie dans les diélectriques , le changement des dimensions de la plaque parasitique ,et enfin l'excentrage ( offset ).

### III.2 Comparaison des résultats numériques

Les résultats numériques présentés dans ce chapitre sont ceux des deux premiers modes fondamentaux. Le mode  $TM_{10}$  est considéré uniquement à la fin de ce chapitre lors de l'étude d'une plaque parasitique excentrée. Dans la formulation théorique, nous avons considéré le problème généralisé d'une structure multicouche, dans ce qui suit, nous nous contentons uniquement de présenter des résultats numériques pour la structure bicouche illustrée dans la Figure III.1. Nous savons d'après les études de la littérature que les modes TM de la cavité rectangulaire à murs latéraux magnétiques forment le meilleur ensemble qui puisse être utilisé dans l'approximation du courant d'une plaque rectangulaire. Pour cette raison, le courant sur le driven patch et celui sur la plaque parasitique sont exprimés en termes de ces modes appropriés. A travers une étude de convergence, nous avons trouvé qu'un seul mode par plaque est suffisant pour obtenir des résultats convergents. Relativement aux structures d'antennes possédant une plaque unique, le phénomène des résonances parasites est plus remarquable dans les structures d'antennes ayant des configurations à empilement.

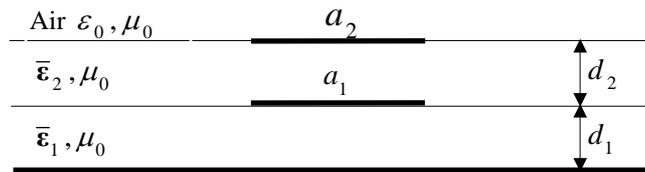


Figure III.1. Géométrie d'une antenne microbande possédant une configuration à empilement constituée de deux plaques rectangulaires noyées dans un milieu bicouche contenant des matériaux isotropes et/ou anisotropes

Tableau III.1. Comparaison des fréquences de résonance calculées avec les résultats mesurés et calculés pour l'antenne microbande illustrée dans la Figure III.1 ;

$$a_1 \times b_1 = 1.8 \text{ cm} \times 2.8 \text{ cm}, \quad a_2 \times b_2 = 1.8 \text{ cm} \times 3.12 \text{ cm},$$

$$\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.33(1 - i0.0012), \quad d_1 = d_2 = 0.51 \text{ mm}.$$

Fréquences de résonance (GHz)					
Résultats de Barlatey <i>et al.</i> [29]				Nos résultats	
Mesurées		Calculées			
$f_l$	$f_u$	$f_l$	$f_u$	$f_l$	$f_u$
3.10	3.50	3.11	3.66	3.106	3.627

Afin de tester la théorie développée dans le chapitre II, des résultats numériques ont été obtenus pour les paramètres utilisés dans l'expérience de Barlatey *et al.* [29], à savoir  $a_1 \times b_1 = 1.8 \text{ cm} \times 2.8 \text{ cm}$ ,  $a_2 \times b_2 = 1.8 \text{ cm} \times 3.12 \text{ cm}$ ,  $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.33(1 - i0.0012)$  et  $d_1 = d_2 = 0.51 \text{ mm}$ . Le Tableau III.1 montre la comparaison de nos fréquences de résonance calculées avec les données théoriques et mesurées de Barlatey *et al.* [29]. En raison de la présence de la plaque supérieure (plaque parasitique) dans la configuration à empilement, deux résonances, associées avec les deux résonateurs constitutifs de la structure à empilement, sont obtenues. La première résonance, obtenue pour une fréquence d'opération inférieure

notée  $f_l$ , est associée avec le résonateur formé par la plaque inférieure (driven patch) et le plan de masse et la deuxième résonance, obtenue pour une fréquence d'opération supérieure notée  $f_u$ , est associée avec le résonateur formé par les deux plaques. Notons que nos fréquences de résonance calculées diffèrent de celles mesurées (calculées) par Barlatey *et al.* [29] par au plus 3.63% (0.90%). Ces petites erreurs sont probablement dues à la colle utilisée entre les deux couches [29]. Dans le cas où le couplage mutuelle entre les deux plaques rectangulaires est négligé (cas non considéré dans le Tableau III.1), nous avons trouvé 3.447 GHz comme fréquence de résonance pour la plaque inférieure et 3.112 GHz pour la plaque supérieure. Les résultats théoriques de Barlatey *et al.* [29] indiquent 3.44 GHz pour la plaque inférieure et 3.12 GHz pour la plaque supérieure, ce qui est en excellent accord avec nos résultats.

### III.3 Fonctionnement de l'antenne en mode bifréquence

Pour l'antenne étudiée dans cette section, les paramètres suivants sont utilisés :  $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 4.5 \text{ cm} \times 3.7 \text{ cm}$ ,  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.5(1 - i0.003)$  et  $d_1 = d_2 = d$ . Ces paramètres étant définis, l'antenne est caractérisée en variant l'épaisseur  $d$ . Les fréquences de résonance  $f_l$  et  $f_u$  en fonction de l'épaisseur  $d$  sont montrées dans la Figure III.2. Lorsque  $d$  est électriquement très mince, les fréquences de résonance  $f_l$  et  $f_u$  sont égales. Ceci est prévu, puisque les deux cavités ont des dimensions identiques. Au fur et à mesure que  $d$  croît, la séparation de fréquence entre les deux résonances s'agrandit. Comme exemple, pour une épaisseur  $d = 4 \text{ mm}$ , les fréquences de résonance complexes inférieure et supérieure sont, respectivement,  $2.183 + i 0.108 \text{ GHz}$  et  $2.452 + i 0.016 \text{ GHz}$ , résultant en une séparation de 12.32 % entre  $f_l$  et  $f_u$ . Cette séparation large est due aux champs de bord qui sont différents pour les deux cavités, par conséquent leurs dimensions effectives sont différentes quoique que leurs dimensions physiques soient identiques. Donc, une manière alternative à celle proposée

dans la littérature [29] pour obtenir le fonctionnement en mode bifréquence consiste à utiliser deux résonateurs identiques, mais avec un milieu diélectrique épais. Finalement, il faut signaler qu'à travers les nombreuses exécutions du logiciel développé, nous avons constaté que la partie imaginaire de la fréquence de résonance complexe supérieure est environ 3-14 fois faible que celle de la fréquence complexe inférieure. Cette constatation est très utile lors des choix des fréquences initiales dans la procédure de Muller, spécialement lorsque les fréquences  $f_l$  et  $f_u$  sont proches.

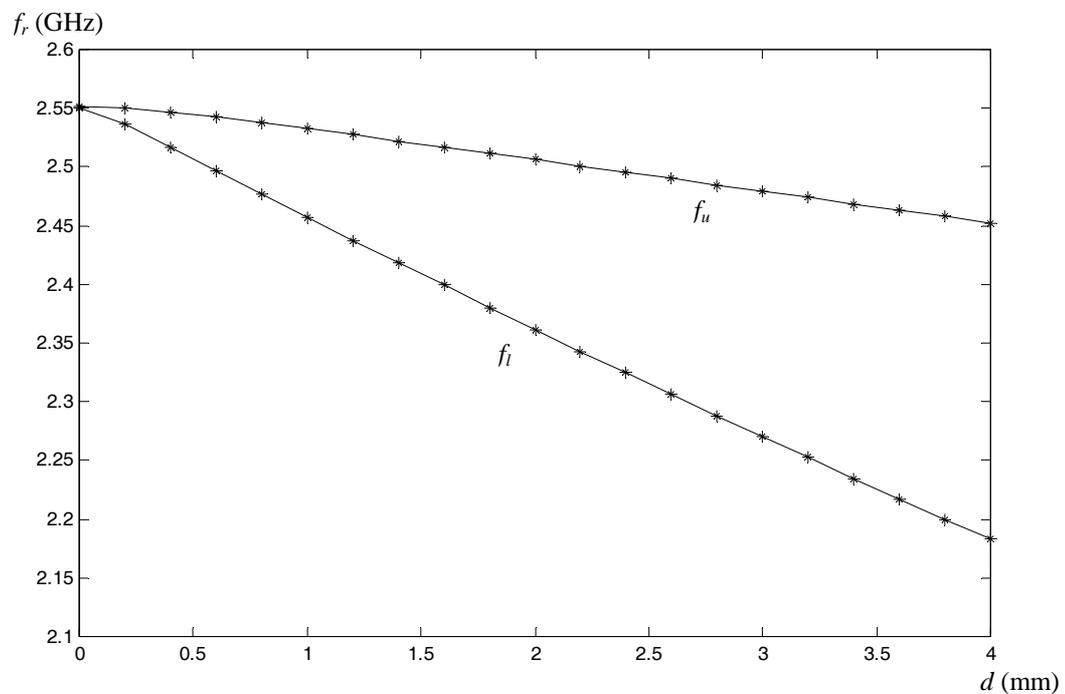


Figure III.2. Fréquences de résonance inférieure et supérieure en fonction de  $d$  ;  
 $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 4.5 \text{ cm} \times 3.7 \text{ cm}$  ,  $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.5(1 - i 0.003)$  ,  $d_1 = d_2 = d$  .

### III.4 Effets de quelques paramètres sur le fonctionnement en mode bifréquence

#### III.4.1 Influence des dimensions de la plaque parasitique

Dans la Figure III.3, les effets de la réduction de la taille de la plaque parasitique relativement au driven patch sur les fréquences de résonance supérieure et inférieure sont présentés. Le driven patch est fixé à  $a_1 \times b_1 = 1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ , alors que la longueur et la largeur de la plaque parasitique, initialement de taille  $a_2 \times b_2 = 1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ , sont réduites à chaque fois de 0.5 mm.

Un total de six tailles de la plaque parasitique sont considérées, la plus petite étant  $0.75 \text{ cm} \times 0.75 \text{ cm}$ . Les résultats numériques de la Figure III.3 indiquent que la réduction de la taille de la plaque parasitique cause une augmentation importante de la fréquence de résonance supérieure. Ce comportement est très attendu, puisque il est connu que la fréquence de résonance d'une antenne microbande est inversement proportionnelle aux dimensions de la plaque. Les résultats numériques indiquent aussi que la réduction de la taille de la plaque parasitique n'influe pas de façon très significative sur la fréquence de résonance inférieure. Cette dernière demeure proche de la valeur  $f_s = 9.859 \text{ GHz}$ , qui est ( voir Figure III.3 )

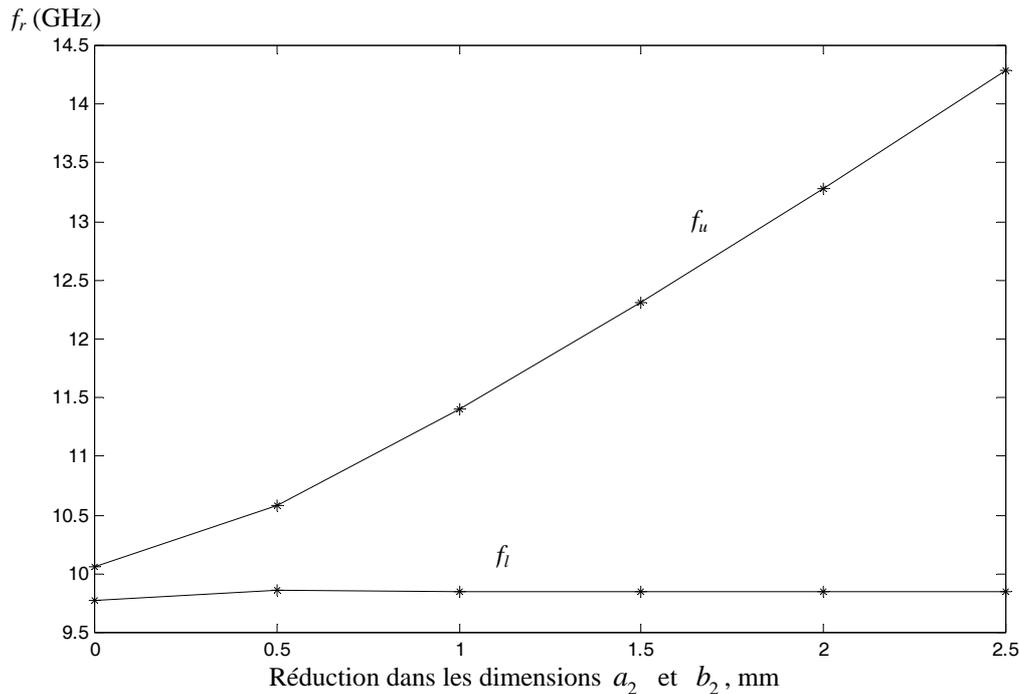


Figure III.3. Fréquences de résonance inférieure et supérieure en fonction de la réduction dans les dimensions de la plaque parasitique ;  $a_1 \times b_1 = 1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ ,  $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.17$ ,  $d_1 = d_2 = 0.254 \text{ mm}$ .

La fréquence de résonance du driven patch dans la configuration substrat-superstrat lorsque la plaque parasitique n'est pas présente dans la structure illustrée en Figure III.1. On conclue donc que pour une structure d'antenne ayant une plaque parasitique de taille égale ou inférieure à celle du driven patch, la fréquence  $f_l$  est faiblement dépendant des dimensions de la plaque supérieure.

Dans la Figure III.4, les effets de l'augmentation de la taille de la plaque parasitique relativement au driven patch sur les fréquences de résonance supérieure et inférieure sont présentés. Le driven patch est fixé à  $a_1 \times b_1 = 1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ , alors que la longueur et la largeur de la plaque parasitique, initialement de taille  $a_2 \times b_2 = 1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ , sont augmentées à chaque fois de 0.3 mm. Un total de six tailles de la plaque parasitique sont considérées, la plus grande étant  $1.15 \text{ cm} \times 1.15 \text{ cm}$ . Contrairement au cas de la Figure III.3, cette fois ci la

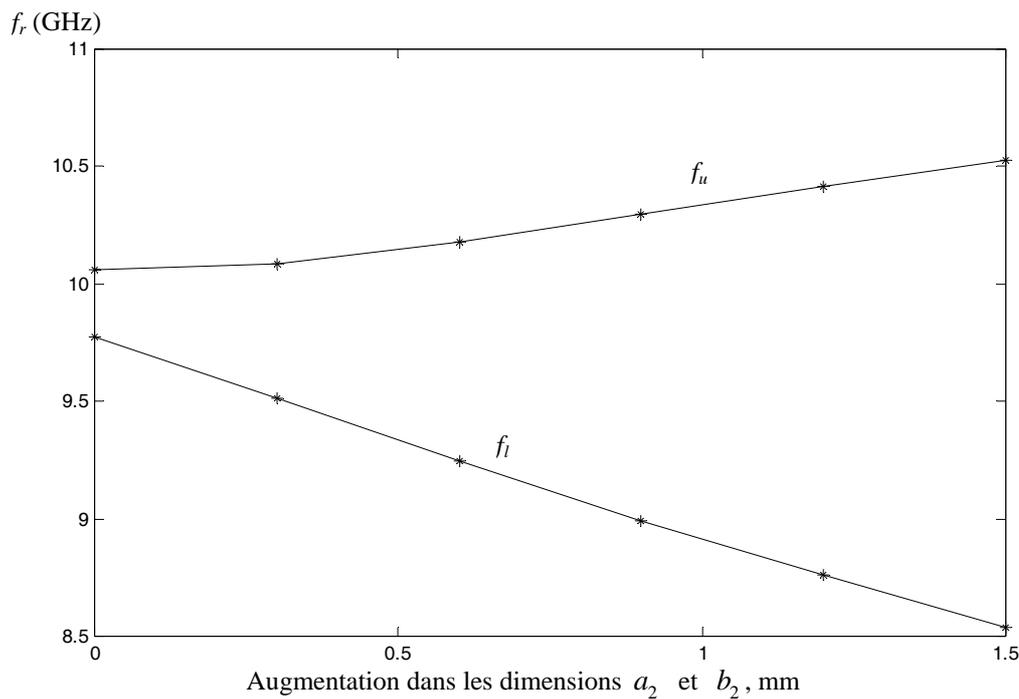


Figure III.4. Fréquences de résonance inférieure et supérieure en fonction de l'augmentation dans les dimensions de la plaque parasitique ;  $a_1 \times b_1 = 1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ ,  $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.17$ ,  $d_1 = d_2 = 0.254 \text{ mm}$ .

fréquence de résonance inférieure dépend fortement de la plaque parasitique. Cette dépendance est due aux champs de bord de la plaque parasitique qui influe de façon considérable sur la configuration du champ électromagnétique dans le résonateur inférieur. Les résultats numériques montrent aussi que l'augmentation des dimensions de la plaque parasitique cause une augmentation assez remarquable dans la fréquence de résonance supérieure. Notons que ce comportement transitoire illustré en Figure III.4 n'est pas durable, puisque à partir d'une certaine taille de la plaque parasitique, l'augmentation de cette dernière cause une diminution de la fréquence  $f_u$ . Les effets de la réduction et de l'augmentation de la taille de la plaque parasitique sur les fréquences de résonance  $f_l$  et  $f_u$ , sont en accord avec ceux découverts expérimentalement pour le cas d'une antenne constituée d'un empilement de deux plaques circulaires dans un substrat bicouche [26]. Finalement, nous pouvons conclure de la Figure III.4 que l'utilisation d'une plaque parasitique de taille plus grande que celle du

driven patch offre la possibilité d'obtenir une séparation importante entre la fréquence  $f_l$  et  $f_u$ . Le seul inconvénient spécifique à cette technique est que l'antenne une fois réalisée, la séparation ne peut pas être modifiée. Par l'introduction d'un gap d'air entre le driven patch et le substrat supérieur, la permittivité relative effective de la cavité supérieure devient plus petite que  $\varepsilon_{r2}$ , résultant en un décalage ascendant de la fréquence de résonance supérieure [28]. Le taux de décalage dépend de la largeur du gap en air qui est un paramètre ajustable.

#### III.4.2 Influence de l'anisotropie dans les diélectriques

Dans le Tableau III.2, des résultats sont présentés pour les fréquences de résonance inférieure et supérieure de l'antenne microbande illustrée dans la Figure III.1. Les diélectriques inférieur et supérieur, considérés identiques, sont à base de la Nitrure de bore qui présente une anisotropie du type uniaxial négatif. Dans ce Tableau III.2, les résultats numériques obtenus lorsque l'anisotropie de la Nitrure de bore est considérée sont comparés avec ceux qui seraient obtenus si l'anisotropie de la Nitrure de bore est négligée et les diélectriques inférieur et supérieur sont supposés donc isotropes. Les différences entre les résultats obtenus en considérant l'anisotropie et ceux obtenus en négligeant l'anisotropie atteignent 4.94 % pour la résonance inférieure et 1.26 % pour la résonance supérieure. Ceci indique clairement que les erreurs commises par l'ignorance de l'anisotropie du matériau diélectrique dans le calcul des fréquences de résonance d'une antenne microbande, constituée d'un empilement de deux plaques rectangulaires dans un milieu bicouche anisotrope, sont plus importantes pour la résonance inférieure que pour la résonance supérieure de l'antenne. Finalement, nous notons que l'effet de l'anisotropie augmente avec l'augmentation des épaisseurs des diélectriques inférieur et supérieur puisque cette augmentation entraîne l'excitation des ondes TE dans les deux cavités.

Tableau III.2. Fréquences de résonance inférieures et supérieures pour un empilement de deux plaques rectangulaires dans un milieu bicouche anisotrope ;

$$a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 3 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}, (\varepsilon_{x1}, \varepsilon_{z1}) = (\varepsilon_{x2}, \varepsilon_{z2}) = (\varepsilon_x, \varepsilon_z), d_1 = d_2 = d.$$

Epaisseur $d$ (mm)	Type de résonance	Fréquences de résonance (GHz)		Changement fractionnel (%)
		Anisotropie considérée $(\varepsilon_x, \varepsilon_z) = (5.12, 3.4)$	Anisotropie négligée $(\varepsilon_x, \varepsilon_z) = (3.4, 3.4)$	
1.25	Inférieure	3.633	3.715	2.26
	Supérieure	3.943	3.966	0.58
2.5	Inférieure	3.221	3.380	4.94
	Supérieure	3.822	3.870	1.26

### III.5 Etude de l'excentrage "offset"

Dans tout ce qui a précédé, nous avons considéré que la plaque parasitique et le driven patch ont la coordonnée  $(x, y) = (0, 0)$ . A présent, le problème complexe d'une plaque parasitique excentrée est considéré. La plaque parasitique peut être décalée d'une distance  $x_0$  dans la direction  $x$  (voir Figure III.5) ou d'une distance  $y_0$  dans la direction  $y$  ou même dans les deux directions simultanément. Pour tenir compte de l'effet de l'excentrage, nous avons fait appel à la propriété de décalage spatial des transformées usuelles de Fourier (Voir Annexe D). Le premier mode fondamental est considéré. Un seul mode par plaque est maintenant insuffisant pour tenir compte de l'excentrage. Pour un choix adéquat du nombre et des types de fonctions de base à considérer dans le développement du courant du driven patch et celui de la plaque parasitique, nous étudions dans le Tableau III.3 l'importance relative de quelques fonctions pour deux valeurs de l'excentrage dans la direction  $x$ . Nous constatons que les fonctions de base du types  $(1, 0)$  et  $(2, 0)$  le long de l'axe  $x$  sont prépondérantes. Par

conséquent, ces deux dernières fonctions sont considérées dans l'approximation des courants. Notons que la présence du couple (2,0) dans le développement des courants inconnus sur les deux plaques indique que les critères imposés sur le choix des modes de cavité à murs latéraux magnétiques, déterminés en chapitre 1, ne sont pas valables dans le cas d'une plaque parasitique excentrée.

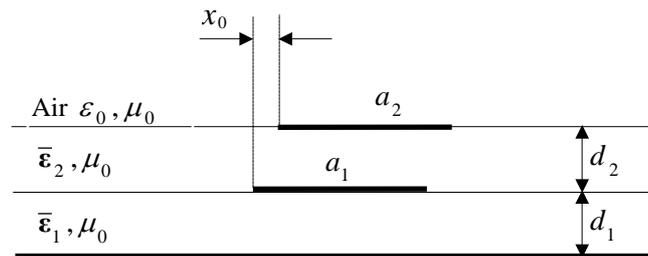


Figure III.5. Géométrie d'une antenne microbande possédant une configuration à empilement. La Figure montre un excentrage de  $x_0$  dans la direction  $x$ .

Tableau III.3. Poids des coefficients du développement modal pour deux valeurs de l'excentrage dans la direction  $x$ . Pour un excentrage de 0 mm l'antenne opère à la fréquence  $f_u=2.517\text{GHz}$ . Pour un excentrage de 10 mm l'antenne opère à la fréquence  $f_u=2.978\text{GHz}$  ;  
 $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 3.7 \text{ cm} \times 4.5 \text{ cm}$ ,  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.5 (1 - i 0.003)$ ,  $d_1 = d_2 = 1.59 \text{ mm}$ .

Conducteur	Direction	Types de fonctions de base	Coefficients du développement modal	
			Excentrage = 0 mm	Excentrage = 10 mm
Driven Patch	$x$	(1,0)	0.8457	0.8010
		(1,2)	0.0279	0.0385
		(2,0)	0.0000	0.1363
	$y$	(0,2)	0.0000	0.0011
		(1,2)	0.0014	0.0025
Plaque parasitique	$x$	(1,0)	0.5324	0.5706
		(1,2)	0.0218	0.0419
		(2,0)	0.0000	0.1045
	$y$	(0,2)	0.0000	0.0032
		(1,2)	0.0061	0.0087

Afin de tester le programme élaboré pour le cas de l'excentrage, des résultats numériques ont été obtenus pour les paramètres utilisés dans l'expérience de Damiano *et al.* [30], à savoir  $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 3.7 \text{ cm} \times 4.5 \text{ cm}$ ,  $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.5(1 - i 0.003)$  et  $d_1 = d_2 = 1.59 \text{ mm}$ .

Tableau III.4. Comparaison des fréquences de résonance calculées avec les résultats mesurés et calculés pour deux valeurs de l'excentrage dans la direction  $x$  ;  
 $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 3.7 \text{ cm} \times 4.5 \text{ cm}$ ,  $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 2.5(1 - i 0.003)$ ,  $d_1 = d_2 = 1.59 \text{ mm}$ .

Excentrage dans la direction $x$ (mm)	Fréquences de résonance (GHz)					
	Résultats de [30]				Nos résultats	
	Mesurées		Calculées			
	$f_l$	$f_u$	$f_l$	$f_u$	$f_l$	$f_u$
0	—	—	—	2.515	2.400	2.517
10	2.06	2.95	2.081	2.980	2.096	2.978

Le Tableau III.4 montre la comparaison de nos fréquences de résonance calculées avec les données théoriques et mesurées de Damiano *et al.* [30] pour deux valeurs de l'excentrage. Nous constatons que nos fréquences de résonance calculées diffèrent de celles mesurées (calculées) par Damiano *et al.* [30] par au plus 1.75 % (0.72 %). Ceci valide nos calculs dans le Tableau III.4 et les résultats qui suivent pour des structures à empilement possédant des plaques parasitiques excentrées.

Dans la Figure III.6, l'effet de l'excentrage sur les fréquences de résonance  $f_l$  et  $f_u$  est étudié. Concernant l'excentrage dans la direction  $x$ , les résultats numériques indiquent que la fréquence de résonance  $f_l$  diminue avec l'accroissement du déplacement de la plaque parasitique. Cette diminution de  $f_l$  est due aux effets de bord de la plaque supérieure. La fréquence de résonance  $f_u$ , par contre, augmente avec l'augmentation du déplacement de la plaque parasitique puisque ce déplacement entraîne la diminution des dimensions du résonateur supérieur. Concernant le cas de l'excentrage dans la direction  $y$ , nous remarquons

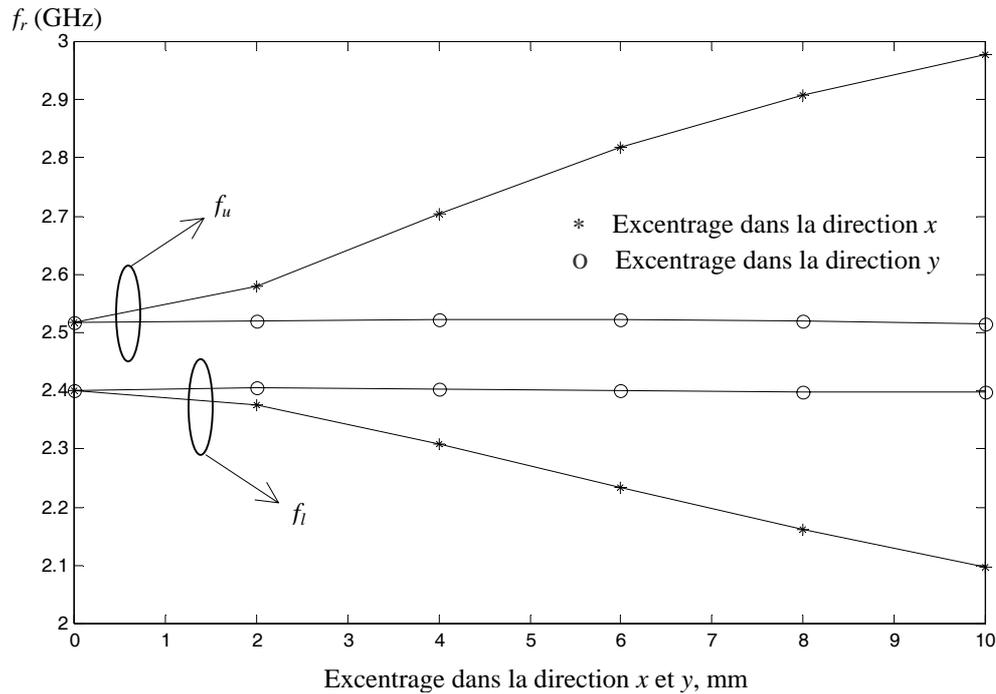


Figure III.6. Fréquences de résonance inférieure et supérieure en fonction de l'excentrage dans la direction  $x$  et  $y$  ;  $a_1 \times b_1 = a_2 \times b_2 = 3.7 \text{ cm} \times 4.5 \text{ cm}$  ,  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.5 (1 - i 0.003)$  ,  
 $d_1 = d_2 = 1.59 \text{ mm}$  .

que le déplacement de la plaque supérieure a un effet presque insignifiant sur les fréquences de résonance  $f_l$  et  $f_u$  . Bien que le déplacement de la plaque parasitique cause une diminution dans les dimensions du résonateur supérieur, la fréquence  $f_u$  demeure inchangée puisque la longueur de résonance du résonateur supérieur est toujours la même. Aussi, il est clair à partir de la Figure III.6 que le déplacement de la plaque parasitique constitue un moyen efficace pour contrôler la séparation de fréquence entre  $f_l$  et  $f_u$  .

## Conclusion

Dans ce chapitre on a étudié le fonctionnement de l'antenne en mode bifréquence , et l'effet des différents paramètres sur les fréquences de résonance. On a étudié le cas d'une antenne constituée de deux résonateurs identiques , et l'effet de changement des dimensions de la

plaque parasitique sur la fréquence de résonance. L'effet de l'anisotropie dans les diélectriques a été aussi discuté. Finalement nous avons donné des résultats pour le cas de l'excentrage.

# Chapitre IV

*Conclusion générale*

## Conclusion générale

Dans notre travail, la méthode Full-wave a été utilisée pour le calcul numérique des fréquences de résonance complexes d'une antenne microbande possédant une configuration à empilement ; constituée de deux plaques rectangulaires noyées dans un milieu multicouche contenant des matériaux isotropes et/ou anisotropes. Le problème de valeurs aux frontières est réduit à un système d'équations intégrales vectorielles couplées en utilisant le formalisme des transformées vectorielles de Fourier. Une nouvelle technique a été proposée pour la détermination des dyades de Green dans le domaine des transformées vectorielles de Fourier. La méthode de Galerkin a été utilisée pour la détermination des courants surfaciques sur le driven patch et sur la plaque parasitique. Bien que l'antenne considérée dans ce travail consiste en un empilement d'un driven patch et une seule plaque parasitique, il est tout à fait simple et direct d'étendre l'analyse présentée ici aux structures impliquant plusieurs plaques parasitiques. Les modes TM issus du modèle de la cavité ont été utilisés pour l'approximation des courants sur les deux plaques. Ces modes ont montré une convergence numérique très rapide. Nos résultats numériques ont été comparés avec des données théoriques et expérimentales et un très bon accord a été trouvé. Les résultats numériques qui ont été présentés se sont confinés à une structure d'antenne bicouche. Pour une antenne constituée de deux résonateurs identiques, une grande séparation de fréquence entre la résonance inférieure et supérieure est possible, en considérant un milieu diélectrique épais. Il a été montré que la taille de la plaque parasitique influe de façon considérable sur la fréquence de résonance supérieure. La fréquence de résonance inférieure dépend fortement des dimensions de la plaque parasitique, uniquement lorsque cette plaque possède une taille plus grande que celle du driven patch. L'effet de l'anisotropie dans les diélectriques est plus significatif sur la résonance inférieure de l'antenne que sur sa résonance supérieure. Concernant le cas d'une plaque parasitique excentrée, il a été trouvé qu'un seul mode par plaque est insuffisant pour

donner des résultats convergents. L'étude menée sur la convergence du premier mode fondamental, nous a permis un choix adéquat des modes de cavité à considérer dans l'approximation des courants sur les deux plaques. Nous avons montré que les critères imposés sur le choix des modes de cavité, ne sont pas valables pour le cas de l'excentrage. Le déplacement de la plaque parasitique le long de la direction de résonance diminue la fréquence de résonance inférieure et augmente la fréquence de résonance supérieure, ce qui constitue donc un moyen très efficace pour l'élargissement de la séparation de fréquence entre la résonance inférieure et la résonance supérieure.

***Annexe a***

***Annexe B***

***Annexe C***

***Annexe D***

## Annexe A

## Détermination des fonctions dyadiques hybrides de Green

Considérons une onde électromagnétique qui se propage dans une région loin des sources ( $\rho=0, j=0$ )

(A.1)

Les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -i\omega \mu_0 \mathbf{H}$$

(A.2)

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \bar{\epsilon}_j \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = i\omega \bar{\epsilon}_j \mathbf{E}$$

(A.3)

En va procéder maintenant à écrire les équations de Maxwell dans le domaine spectral.

Soit  $\mathbf{A}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$  un vecteur quelconque :

$$\tilde{\mathbf{A}}(\mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y, \mathbf{z}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{A}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx \cdot dy$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathbf{A}}(\mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y, \mathbf{z}) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x \cdot dk_y$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = \begin{bmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{bmatrix} = \mathbf{i} \left( \frac{\partial}{\partial y} E_z - \frac{\partial}{\partial z} E_y \right) - \mathbf{j} \left( \frac{\partial}{\partial x} E_z - \frac{\partial}{\partial z} E_x \right) + \mathbf{k} \left( \frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{\partial}{\partial y} E_x \right)$$

En utilisant les propriétés :  $\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x} = ik_x \tilde{f} \\ \frac{\partial \tilde{f}}{\partial y} = ik_y \tilde{f} \end{array} \right.$

$$(\bar{\nabla} \times \mathbf{E}) = \mathbf{i} (ik_y \tilde{E}_z - \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_y) - \mathbf{j} (ik_x \tilde{E}_z - \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_x) + \mathbf{k} (ik_x \tilde{E}_y - ik_y \tilde{E}_x)$$

$$= \begin{bmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ ik_x & ik_y & \frac{\partial}{\partial z} \\ \tilde{\mathbf{E}}_x & \tilde{\mathbf{E}}_y & \tilde{\mathbf{E}}_z \end{bmatrix} = \tilde{\nabla} \times \tilde{\mathbf{E}}$$

$$\text{Avec } \tilde{\nabla} = ik_x \mathbf{i} + ik_y \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{k} \quad (\text{A.4})$$

Les équations (1.2) et (1.3) dans le domaine spectral s'écrivent :

$$\tilde{\nabla} \times \tilde{\mathbf{E}} = -i\omega\mu_0 \tilde{\mathbf{H}} \quad (\text{A.5})$$

$$\tilde{\nabla} \times \tilde{\mathbf{H}} = i\omega \bar{\epsilon}_j \tilde{\mathbf{E}} \quad (\text{A.6})$$

A partir des équations (A.4) et (A.5) nous allons écrire l'équation de propagation.

En utilisant la propriété suivante :

$$\tilde{\nabla} \times (\tilde{\nabla} \times \tilde{\mathbf{E}}) = \tilde{\nabla} \cdot (\tilde{\nabla} \tilde{\mathbf{E}}) - (\tilde{\nabla} \cdot \tilde{\nabla}) \cdot \tilde{\mathbf{E}}$$

$$\text{On sait que : } \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \Rightarrow \tilde{\nabla} \cdot \tilde{\mathbf{E}} = 0$$

$$(A.5) \Rightarrow \tilde{\nabla}^2 \cdot \tilde{\mathbf{E}} - i\omega\mu_0 (\tilde{\nabla} \times \tilde{\mathbf{H}}) = 0 \quad \left\{ \text{Avec } \tilde{\nabla}^2 = \tilde{\Delta} \text{ est le laplacien} \right\}$$

$$(A.6) \Rightarrow \tilde{\nabla}^2 \cdot \tilde{\mathbf{E}} + \omega^2 \bar{\epsilon}_j \mu_0 \tilde{\mathbf{E}} = 0$$

$$\text{A partir de l'équation (A.4) nous avons : } \tilde{\nabla}^2 = -(k_x^2 + k_y^2) + \frac{\partial}{\partial z^2}$$

Les équations de propagation s'écrivent donc :

$$\frac{\partial}{\partial z^2} \tilde{\mathbf{E}} + k_{zj}^e \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\partial}{\partial z^2} \tilde{\mathbf{H}} + k_{zj}^h \tilde{\mathbf{H}} = 0$$

$$\text{Avec } k_{zj}^e = \epsilon_x k_0^2 - \frac{\epsilon_x}{\epsilon_z} (k_x^2 + k_y^2) = k_1^2 - \frac{\epsilon_x}{\epsilon_z} (k_x^2 + k_y^2)$$

(A.8)

$$k_{zj}^h = \epsilon_x k_0^2 - (k_x^2 + k_y^2) = k_1^2 - (k_x^2 + k_y^2)$$

$k_{zj}^e$  et  $k_{zj}^h$  sont respectivement les constantes de propagation des ondes TM et TE dans la  $j^{\text{ème}}$  couche de la région diélectrique.

$$\text{Avec } k_1 = \epsilon_x k_0, \quad k_0 = \omega^2 \mu$$

Nous allons à présent déterminer les composantes transversales en fonction des composantes longitudinales ( $E_z, H_z$ ).

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial y} E_z - \frac{\partial}{\partial z} E_y = -i\omega\mu_0 H_x \right. \quad (\text{A.9.a})$$

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} E_x - \frac{\partial}{\partial x} E_z = -i\omega\mu_0 H_y \right. \quad (\text{A.9.b})$$

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{\partial}{\partial y} E_x = -i\omega\mu_0 H_z \right. \quad (\text{A.9.c})$$

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial y} H_z - \frac{\partial}{\partial z} H_y = i\omega\epsilon_x E_x \right. \quad (\text{A.10.a})$$

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} H_x - \frac{\partial}{\partial x} H_z = i\omega\epsilon_y E_y \right. \quad (\text{A.10.b})$$

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial x} H_y - \frac{\partial}{\partial y} H_x = i\omega\epsilon_z E_z \right. \quad (\text{A.10.c})$$

Procédant à quelques manipulations de la manière suivante:

$$\bullet \frac{\partial}{\partial z} \times (\text{A.9.b}) \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_x - \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} E_z = -i\omega\mu_0 \frac{\partial}{\partial z} H_y \quad \text{en remplaçant par (A.10.a)} \Rightarrow$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E_x - \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} E_z = -i\omega\mu_0 \left[ \frac{\partial}{\partial y} H_z - i\omega\epsilon_x E_x \right]$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_1^2 \right) E_x = \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} E_z - i\omega\mu_0 \frac{\partial}{\partial y} H_z \quad (\text{A.11.a})$$

$$\text{où : } k_1^2 = \omega\mu_0\epsilon_x$$

$$\bullet \frac{\partial}{\partial z} \times \overline{(A.9.a)} \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial z \partial y} E_z - \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_y = -i\omega\mu_0 \frac{\partial}{\partial z} H_x \quad \text{en remplaçant par (A.10.b)} \Rightarrow$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z \partial y} E_z - \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_y = -i\omega\mu_0 \left[ \frac{\partial}{\partial x} E_z + i\omega\epsilon_y E_y \right]$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_1^2 \right) E_y = \frac{\partial^2}{\partial z \partial y} E_z + i\omega\mu_0 \frac{\partial}{\partial x} H_z \quad \overline{(A.11.b)}$$

$$\bullet \frac{\partial}{\partial z} \times \overline{(A.10.a)} \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial z \partial y} H_z - \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_y = i\omega\epsilon_x \frac{\partial}{\partial z} E_x \quad \text{en remplaçant par (A.9.b)} \Rightarrow$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z \partial y} H_z - \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_y = i\omega\epsilon_x \left[ \frac{\partial}{\partial x} E_z - i\omega\mu_0 H_y \right]$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_1^2 \right) H_y = \frac{\partial^2}{\partial z \partial y} H_z - i\omega\epsilon_x \frac{\partial}{\partial x} E_z \quad \overline{(A.12.a)}$$

$$\bullet \frac{\partial}{\partial z} \times \overline{(A.10.b)} \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_x - \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} H_z = i\omega\epsilon_y \frac{\partial}{\partial z} E_y \quad \text{en remplaçant par (A.9.a)} \Rightarrow$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} H_x - \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} H_z = i\omega\epsilon_y \left[ \frac{\partial}{\partial y} E_z + i\omega\mu_0 H_x \right]$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_1^2 \right) H_x = \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} H_z + i\omega\epsilon_y \frac{\partial}{\partial y} E_z \quad \overline{(A.12.b)}$$

Tenant compte de l'équation de propagation (A.7) on a :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} = -k_z^2 \right) \text{ mais par l'effet de l'anisotropie on a : } k_z = k_{zj}^e \text{ ou } k_{zj}^h. \text{ Avec } \epsilon_{xj} = \epsilon_{yj}.$$

Les équations  $\overline{(A.11.a \text{ et } A.11.b)}$ ,  $\overline{(A.12.a \text{ et } A.12.b)}$  dans le domaine spectral s'écrivent :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_1^2 \right) \tilde{E}_x = ik_x \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z + i\omega\mu_0 k_y \tilde{H}_z$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_1^2\right) \tilde{E}_y = ik_y \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z - i\omega\mu_0 k_x \tilde{H}_z$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_1^2\right) \tilde{H}_x = ik_x \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z - i\omega\varepsilon_x k_y \tilde{E}_z$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_1^2\right) \tilde{H}_y = ik_y \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z + i\omega\varepsilon_x k_x \tilde{E}_z$$

Pour :  $\tilde{E}_z$  on remplace  $\frac{\partial^2}{\partial z^2}$  par  $-k_z^e$

$\tilde{H}_z$  on remplace  $\frac{\partial^2}{\partial z^2}$  par  $-k_z^h$

$$\tilde{E}_x = i \frac{k_x}{k_s^2} \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z + \frac{\omega\mu_0}{k_s^2} k_y \tilde{H}_z \quad (\text{A.13.a})$$

$$\tilde{E}_y = i \frac{k_y}{k_s^2} \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z - \frac{\omega\mu_0}{k_s^2} k_x \tilde{H}_z \quad (\text{A.13.b})$$

$$\tilde{H}_x = i \frac{k_x}{k_s^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z - \frac{\omega}{k_s^2} k_y \varepsilon_0 \varepsilon_z \tilde{E}_z \quad (\text{A.14.a})$$

$$\tilde{H}_y = i \frac{k_y}{k_s^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z + \frac{\omega}{k_s^2} k_x \varepsilon_0 \varepsilon_z \tilde{E}_z \quad (\text{A.14.b})$$

on a :  $k_s^2 = k_x^2 + k_y^2$

## Annexe B

**Détermination des vecteurs spectraux  $\mathbf{A}_j$  et  $\mathbf{B}_j$  en fonction des coefficients spectraux.**

A partir des équations (II.4), (II.5), (II.7) et (II.8), le champ électromagnétique transverse dans la représentation (TM,TE) peut être exprimé en termes des composantes longitudinales  $\tilde{E}_z$  et  $\tilde{H}_z$  comme suit :

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z) = \begin{bmatrix} \frac{i}{k_s} \frac{\varepsilon_{zj}}{\varepsilon_{xj}} \frac{\partial \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} \\ \frac{\omega \mu_0}{k_s} \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z) \end{bmatrix} \quad (\text{B.1})$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z) = \begin{bmatrix} \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{zj}}{k_s} \tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z) \\ \frac{i}{k_s} \frac{\partial \tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z)}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (\text{B.2})$$

Les formes générales de  $\tilde{E}_z$  et  $\tilde{H}_z$  sont

$$\tilde{E}_z(\mathbf{k}_s, z) = A_j^e e^{-ik_{zj}^e z} + B_j^e e^{ik_{zj}^e z} \quad (\text{B.3})$$

$$\tilde{H}_z(\mathbf{k}_s, z) = A_j^h e^{-ik_{zj}^h z} + B_j^h e^{ik_{zj}^h z} \quad (\text{B.4})$$

où les coefficients spectraux  $A_j^e$ ,  $B_j^e$ ,  $A_j^h$  et  $B_j^h$  sont fonctions de la variable spectrale  $k_s$ .

Après substitution des expressions de  $\tilde{E}_z$  et  $\tilde{H}_z$  données par (B.3) et (B.4) dans (B.1) et

(B.2), nous obtenons

$$\mathbf{e}(\mathbf{k}_s, z) = e^{-i\bar{k}_{zj} z} \cdot \mathbf{A}_j(\mathbf{k}_s) + e^{i\bar{k}_{zj} z} \cdot \mathbf{B}_j(\mathbf{k}_s) \quad (\text{B.5})$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}_s, z) = \bar{\mathbf{g}}_j(\mathbf{k}_s) \cdot \left[ e^{-i\bar{k}_{zj} z} \cdot \mathbf{A}_j(\mathbf{k}_s) - e^{i\bar{k}_{zj} z} \cdot \mathbf{B}_j(\mathbf{k}_s) \right] \quad (\text{B.6})$$

où  $\mathbf{A}_j$  et  $\mathbf{B}_j$  sont deux vecteurs ayant des composantes exprimées en fonction des coefficients spectraux  $A_j^e$ ,  $A_j^h$ ,  $B_j^e$  et  $B_j^h$  comme suit :

$$\mathbf{A}_j(\mathbf{k}_s) = \begin{bmatrix} \frac{\varepsilon_{zj} k_{zj}^e}{\varepsilon_{xj} k_s} A_j^e \\ \frac{\omega \mu_0}{k_s} A_j^h \end{bmatrix} \quad (\text{B.7})$$

$$\mathbf{B}_j(\mathbf{k}_s) = \begin{bmatrix} -\frac{\varepsilon_{zj} k_{zj}^e}{\varepsilon_{xj} k_s} B_j^e \\ \frac{\omega \mu_0}{k_s} B_j^h \end{bmatrix} \quad (\text{B.8})$$

### Annexe C

#### Transformées scalaires de Fourier des systèmes de fonctions de base pour une plaque rectangulaire.

Dans Cette annexe on va détailler les calculs des transformées scalaires de Fourier des fonctions de base utilisés dans l'approximation de la densité de courant sur la plaque rectangulaire. La décomposition du courant est de la forme

$$\mathbf{J}(x, y) = \sum_{k=1}^K a_k \begin{bmatrix} J_{xk}(x, y) \\ 0 \end{bmatrix} + \sum_{m=1}^M b_m \begin{bmatrix} 0 \\ J_{ym}(x, y) \end{bmatrix} \quad (\text{C.1})$$

dont la transformée scalaire de Fourier est

$$\tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{k}_s) = \sum_{k=1}^K a_k \begin{bmatrix} \tilde{J}_{xk}(\mathbf{k}_s) \\ 0 \end{bmatrix} + \sum_{m=1}^M b_m \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{J}_{ym}(\mathbf{k}_s) \end{bmatrix} \quad (\text{C.2})$$

où

$$\tilde{J}_{xk} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} J_{xk} \exp(-i k_x x - i k_y y) dx dy \quad (\text{C.3a})$$

$$\tilde{J}_{ym} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} J_{ym} \exp(-i k_x x - i k_y y) dx dy \quad (\text{C.3b})$$

#### Fonctions de base issues du modèle de la cavité :

Les fonctions de base issues du modèle de la cavité sont données par

$$J_{xk}(x, y) = \sin\left[\frac{k_1 \pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right] \cos\left[\frac{k_2 \pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right] \quad (\text{C.4a})$$

$$J_{ym}(x, y) = \sin\left[\frac{m_2 \pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right] \cos\left[\frac{m_1 \pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right] \quad (\text{C.4b})$$

En substituant (C.4a) dans (C.3a) et (C.4b) dans (C.3b), et après quelques opérations mathématiques, nous obtenons les expressions suivantes pour les transformées scalaires de

Fourier de  $J_{xk}$  et  $J_{ym}$  :

$$\tilde{J}_{xk} = \tilde{I}_{xx}(k_x) \cdot \tilde{I}_{xy}(k_y) \quad (\text{C.5a})$$

$$\tilde{J}_{ym} = \tilde{I}_{yx}(k_x) \cdot \tilde{I}_{yy}(k_y) \quad (\text{C.5b})$$

avec

$$\tilde{I}_{xx} = \frac{ia}{2} \left[ \exp(-ik_1 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_x a/2 + k_1 \pi/2) - \exp(ik_1 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_x a/2 - k_1 \pi/2) \right] \quad (\text{C.6a})$$

$$\tilde{I}_{xy} = \frac{b}{2} \left[ \exp(-ik_2 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_y b/2 + k_2 \pi/2) + \exp(ik_2 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_y b/2 - k_2 \pi/2) \right] \quad (\text{C.6b})$$

$$\tilde{I}_{yx} = \frac{a}{2} \left[ \exp(-im_1 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_x a/2 + m_1 \pi/2) + \exp(im_1 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_x a/2 - m_1 \pi/2) \right] \quad (\text{C.7a})$$

$$\tilde{I}_{yy} = \frac{ib}{2} \left[ \exp(-im_2 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_y b/2 + m_2 \pi/2) - \exp(im_2 \pi/2) \cdot \text{sinc}(k_y b/2 - m_2 \pi/2) \right] \quad (\text{C.7b})$$

### Annexe D

#### Application de la propriété de décalage spatial des transformées usuelles de Fourier pour l'analyse d'une plaque parasitique excentrée.

Si nous désignons par  $\mathbf{J}^2(x, y)$  la densité de courant sur une plaque parasitique centrée relativement au driven patch, alors l'expression du courant sur cette plaque lorsque cette dernière est déplacée simultanément d'une distance  $x_0$  le long de la direction  $x$  et d'une distance  $y_0$  le long de la direction  $y$  est  $\mathbf{J}_{exc}^2(x, y)$ , donnée par

$$\mathbf{J}_{exc}^2(x, y) = \mathbf{J}^2(x - x_0, y - y_0) \quad (\text{D.1})$$

Le calcul des expressions des éléments de la matrice impédance nécessite la détermination de la transformée usuelle de Fourier du courant  $\mathbf{J}_{exc}^2(x, y)$  en fonction de celle du courant  $\mathbf{J}^2(x, y)$ . L'application de la transformée usuelle de Fourier à l'équation (D.1) donne

$$\tilde{\mathbf{J}}_{exc}^2(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{J}^2(x - x_0, y - y_0) \exp(-i k_x x - i k_y y) dx dy \quad (\text{D.2})$$

En procédant aux changements de variables  $X = x - x_0$  et  $Y = y - y_0$ , l'équation (D.2) se réduit à

$$\tilde{\mathbf{J}}_{exc}^2(k_x, k_y) = \exp(-i k_x x_0 - i k_y y_0) \tilde{\mathbf{J}}^2(k_x, k_y) \quad (\text{D.3})$$

L'équation (D.3) permet d'obtenir la transformée de Fourier du courant lorsque la plaque parasitique est excentrée en fonction de celle obtenue lorsque l'excentrage est nul. Par analogie à la propriété de décalage temporel des transformées unidimensionnelles de Fourier, l'équation (D.3) constitue la propriété de décalage spatial des transformées bidimensionnelles usuelles de Fourier.

***Références***  
***bibliographiques***

## Références bibliographiques

- [1] T. Fortaki and A. Benghalia, “Rigorous full-wave analysis of rectangular microstrip patches over ground planes with rectangular apertures in multilayered substrates that contain isotropic and uniaxial anisotropic materials,” *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 41, no. 6, pp. 496-500, June 2004.
- [2] T. Fortaki, “Caractérisation d’une antenne microbande rectangulaire. Effets de l’anisotropie uniaxiale du substrat,” Thèse de Magister, Université de Constantine, Avril. 1999.
- [3] F. Bouttout, F. Benabdelaziz, A. Benghalia, D. Khedrouche, and T. Fortaki, “Uniaxially anisotropic substrate effects on the resonance of rectangular microstrip patch antenna,” *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 4, pp. 255-256, Feb. 1999.
- [4] T. Fortaki et A. Benghalia, “Modélisation d’une antenne microbande par une nouvelle approche de la fonction tensorielle de Green dans le domaine spectral,” dans *Proc. 1<sup>ère</sup> Conférence Maghrébine en Génie Electrique*, vol. 1, pp. 162-165, Université de Constantine, Algérie, 4-6 Décembre, 1999.
- [5] T. Fortaki, A. Benghalia, et M. Berrabah, “Etude d’une antenne plaque imprimée par la méthode des moments,” dans *Proc. 1<sup>er</sup> Séminaire sur les Techniques et Architectures des Systèmes de Détection*, pp. 189-194, Ministère de la Défense Nationale, Commandement des Forces de Défense Aérienne du Territoire, /ESDAT/ Réghaia, Algérie, 21-23 Mai, 2000.
- [6] F. Bouttout, F. Benabdelaziz, T. Fortaki, and D. Khedrouche, “Resonant frequency and bandwidth of a superstrate-loaded rectangular patch on a uniaxial anisotropic substrate,” *Commun. Numer. Meth. Engng.* (John Wiley & Sons), vol. 16, no. 7, pp. 459-473, July 2000.

- [7] J. T. Bernhard and C. J. Tousignant, "Resonant frequencies of rectangular microstrip antennas with flush and spaced dielectric superstrates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 47, pp. 302-308, Feb. 1999.
- [8] P. Gay-Balmaz, J. A. Encinar, and J. R. Mosig, "Analysis of multilayer printed arrays by a modular approach based on the generalized scattering matrix," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 48, pp. 26-34, Jan. 2000.
- [9] A. K. Bhattacharyaa, "Analysis of multilayer infinite periodic array structures with different periodicities and axes orientations," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 48, pp. 357-369, Mar. 2000.
- [10] T. H. Hsieh and C. S. Lee, "Double-layer high-gain microstrip array antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 48, pp. 1033-1035, July. 2000.
- [11] A. Toscano and L. Vegni, "Analysis of printed-circuit antennas with chiral substrates with the method of lines," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 49, pp. 48-54, Jan. 2001.
- [12] R. Chair, K. M. Luk, and K. F. Lee, "Measurement and analysis of miniature multilayer patch antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 50, pp. 244-250, Feb. 2002.
- [13] E. A. Navarro, A. Luximon, I. J. Craddock, D. L. Paul, and M. Dean, "Multilayer and conformal antennas using synthetic dielectric substrates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 905-908, Apr. 2003.
- [14] R. K. Mishra, "Comments on "Resonant frequencies of rectangular microstrip antennas with flush and spaced dielectric superstrates",," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp.917, Apr. 2003.
- [15] J. T. Bernhard, "Author's reply [to comments on "Resonant frequencies of rectangular microstrip antennas with flush and spaced dielectric superstrates"],," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 917-918, Apr. 2003.

- [16] J. A. Encinar and J. A. Zomoza, "Broadband design of three-layer printed reflectarrays," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 1662-1664, July 2003.
- [17] A. Loffe, M. Thiel, and A. Dreher, "Analysis of microstrip patch antennas on arbitrarily shaped multilayers," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 1929-1935, Aug. 2003.
- [18] M. Bozzi and L. Perregrini, "Analysis of multilayered printed frequency selective surfaces by the MoM / BI-RME method," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 2830-2836, Oct. 2003.
- [19] T. M. Grzegorzcyk and J. R. Mosig, "Full-wave analysis of antennas containing horizontal and vertical metallizations embedded in planar multilayered media," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 3047-3054, Nov. 2003.
- [20] K. L. Chung and A. S. Mohan, "A Systematic design method to obtain broadband characteristics for singly-fed electromagnetically coupled patch antennas for circular polarization," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 3239-3248, Nov. 2003.
- [21] M. Haridim, D. Shukrun, and H. Matzner, "A novel broadband triple-layer triangular patch antenna," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 40, no. 1, pp. 66-70, Jan. 2004.
- [22] M. M. Khodier and C. G. Christodoulou, "A proposed stacked microstrip antenna structure for bandwidth enhancement," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 36, no. 1, pp. 26-28, Jan. 2003.
- [23] A. N. Tulintseff, S. M. Ali, and J. A. Kong, "Input impedance of a probe-fed stacked circular microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 39, pp. 381-390, Mar. 1991.

- [24] K. L. Chung and A. S. Mohan, "The effect of offset patch on the broadband characteristics of an electromagnetically coupled patch antenna," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 38, no. 5, pp. 345-348, Sept. 2003.
- [25] E. R. Iglesias, J. L. V. Roy, L. I. Sanchez, D. S. Vargas, V. G. Posadas, and C. M. Pascual, "Offset stacked patches behavior in an array," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 40, no. 3, pp. 262-265, Feb. 2004.
- [26] S. A. Long and M. D. Walton, "A dual-frequency stacked circular disc antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-27, pp. 270-273, Mar. 1979.
- [27] Z. Fan and K. F. Lee, "Hankel transform domain Analysis of dual-frequency stacked circular-disk and annular-ring microstrip antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 39, pp. 867-870, June 1991.
- [28] J. S. Dahele, K. F. Lee, and D. P. Wong, "Dual-frequency stacked annular-ring microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, pp. 1281-1285, Nov. 1987.
- [29] L. Barlatey, J. R. Mosig, and T. Sphicopoulos, "Analysis of stacked microstrip patches with a mixed potential integral equation," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 608-615, May 1990.
- [30] J. P. Damiano, J. Bennegueouche, and A. Papiernik, "Study of multilayer microstrip antennas with radiating elements of various geometry," *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 137, no. 3, pp. 163-170, June 1990.
- [31] R. Kastner, E. Heyman, and A. Sabban, "Spectral domain iterative analysis of single and double-layered microstrip antennas using the conjugate gradient algorithm," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, pp. 1204-1212, Sept. 1988.

- [32] V. Losada, R. R. Boix, and F. Medina, "Radar cross section of stacked circular microstrip patches on anisotropic and chiral substrates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 1136-1139, May 2003.
- [33] R. F. Harrington, *Field Computation by Moment Method*. New York: Macmillan, 1968.
- [34] K. R. Carver and J. W. Mink, "Microstrip antenna technology," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-29, pp. 2-24, Jan. 1981.
- [35] J. Bera, L. Dubois, J. Pribetich, and M. Chive, "Etudes théoriques et expérimentale d'applicateurs en structure plaquée," *Journées internationales de Nice sur les antennes.*, pp. 626-629, novembre 1990
- [36] J. R. Sanford, J. F. Zurcher, and S. Robert, "Optimized antennas for mobile communication base stations," *European Microwave Conference.*, pp. 780-786, Stuttgart 1991
- [37] J. R. James, G. John, and C. M. Hall, "Millimetre-wave hybrid dielectric-microstrip antenna array," *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 131, no. 6, pp. 341-350, Dec. 1984.
- [38] N. Das, S. K. Chowdhury, and J. S. Chatterjee, "Circular microstrip antenna on ferrimagnetic substrate," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-31, pp. 188-190, Jan. 1983.

- [39] K. M. Luk, K. F. Lee, and J. S. Dahele, "Analysis of the cylindrical-rectangular patch antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 37, pp. 143-147, Feb. 1989.
- [40] A. K. Bhattacharyya, "Long rectangular patch antenna with a single feed," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 987-993, July 1990.
- [41] S. B. D. A. Fonseca and A. J. Giarola, "Analysis of microstrip wraparound antennas using dyadic Green's functions," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-31, pp. 248-252, Mar. 1983.
- [42] C. K. Aanandan, P. Mohanan, and K. G. Nair, "Broad-band gap coupled microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 1581-1586, Oct. 1990.
- [43] A. K. Bhattacharyya and R. Garg, "Input impedance of annular ring microstrip antenna using circuit theory approach," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-33, pp. 369-374, Apr. 1985.
- [44] B. D. Popovic, J. Schoenberg, and Z. B. Popovic, "Broadband quasi-microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 43, pp. 1148-1152, Oct. 1995.
- [45] G. Elazar and M. Kisliuk, "Microstrip linear slot array antenna for X-band," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, pp. 1144-1147, Aug. 1988.

- [46] A. K. Bhattacharjee, S. R. B. Chaudhuri, A. Mukherjee, D. R. Poddar, and S. K. Chowdhury, "Input impedance of rectangular microstrip antennas," *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 135, no. 5, pp. 351-352, Oct. 1988.
- [47] U. K. Revankar and A. Kumar, "Experimental investigation of three-layer electromagnetically coupled circular microstrip antennas," *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 13, pp. 1187-1189, June 1991.
- [48] B. Belentepe, "Modeling and design of electromagnetically coupled microstrip-patch antennas and antenna arrays," *IEEE Antennas Propagat. Mag.*, vol. 37, no. 1, pp. 31-38, Feb. 1995.
- [49] I. J. Bahl and P. E. Bhartia, *Microstrip Antennas*. Dedham, MA : Artech House, 1980.
- [50] D. M. Pozar, "Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, pp. 613-621, June 1987.