

**Université Kasdi Merbah Ouargla**  
Faculté des Nouvelles Technologies de l'Information et de la Communication  
Département d'Electronique et Des Télécommunications



**Mémoire**  
**MASTER ACADEMIQUE**

**Domaine** : Science et Technologie

**Filière** : Electronique

**Spécialité** : systèmes de télécommunications

**Présenté par** : Hamdis kaissa Boughazi Amira

**Thème**

**Influence des différents paramètres  
physique d'une antenne patch  
rectangulaire sur son rayonnement**

**Soutenu publiquement**

**Le :24/06/2018**

**Devant le jury composé de:**

<b>M.Aounallah Naceur</b>	<b>M.C. B</b>	<b>Président / examinateur</b>	<b>UKM Ouargla</b>
<b>M<sup>me</sup>.LOUAZENE Hassiba</b>	<b>M.A.A</b>	<b>Examinatrice</b>	<b>UKM Ouargla</b>
<b>M.CHEBBARA Fouad</b>	<b>M.C. A</b>	<b>Encadreur</b>	<b>UKM Ouargla</b>
<b>M<sup>me</sup>.kara Fouzia</b>	<b>M.A. A</b>	<b>Co-Encadreur</b>	<b>UKM Ouargla</b>

**Année : 2017-2018**

## Remerciement

*En préambule à ce mémoire nous remercions ALLAH qui nous aide et nous donne la patience et le courage durant ces longues années d' étude.*

*Nous voudrions présenter nos remerciements à notre encadreur Dr. CHEBBARA FOUAD nous voudrions également lui témoigner notre gratitude pour sa patience et son soutien qui nous a été précieux afin de mener notre travail à bon port.*

*Nos remerciements également pour Mm KARA FOUZIA pour son aide et sa collaboration et qui nous a toujours encouragé au cours de la réalisation de ce mémoire.*

*Nous adressons aussi nos sincères remerciements à toute l' administration et le corps enseignant de l' université KASDI MERBAH notamment la faculté des nouvelles technologies pour leur dévouement.*

*Sans oublier bien sur de remercier nos chères parents pour leur assistance continue durant toute la période de nos études et pour l' éducation qu' ils nous ont inculquée.*

*Enfin, nous adressons nos remerciements à nos proches et à nos camarades et amis*

*Merci à toutes et à tous.*

## Résumé

L'étude rapportée dans notre travail était de caractériser une antenne microbande de forme rectangulaire et discuter son rayonnement en zone lointaine.

L'application d'une méthode basée sur l'équation intégrale du champ électrique dans le domaine spectral résolue par la méthode des moments (procédure de Galerkin) permet une caractérisation plus rigoureuse de l'antenne.

Dans la première partie on a présenté une étude générale sur les antennes microbande, leurs différents types d'alimentation ainsi que leurs propriétés et leurs domaines d'utilisations.

La deuxième partie, La méthode des Moment/ procédure de Galerkin nous a permis par la suite de résoudre l'équation intégrale pour arriver à un système d'équation homogène à partir desquelles nous calculons la fréquence de résonance, le facteur de qualité et la bande passante.

Le théorème de la phase stationnaire nous a permis d'obtenir le champ rayonné en zone lointaine.

Dans la dernière partie, l'effet des différents paramètres de l'antenne microbande sur son rayonnement à été étudié.

**Mots clés :** antenne imprimé, méthode des moments (MOM), Méthode de la phase stationnaire, simulation.

## Abstract

The study reported in our work was to characterize a rectangular microband antenna and discussed its radiation in far field.

The application of a method based on the integral electric field equation in the spectral domain solved by Galerkin's method of moment's procedure allows a more rigorous characterization of the antenna.

In the first part, we presented a general study on microstrip antennas, their different feed types as well as their properties and areas of use.

The second part, The Galerkin Moment / Procedure Method allowed us to solve the integral equation to arrive at a homogeneous equation system from which we calculate the resonance frequency, the quality factor and the bandwidth.

The theorem of the stationary phase allowed us to obtain the field radiated in far area.

In the last part, the effect of the various parameters of the microband antenna on its radiation has been studied

**Key words:** printed antenna, moment method (MOM), stationary phase method, simulation.

## ملخص:

وقد ذكرت الدراسة في عملنا أنه تم تحديد هوائي مستطيل النطاق للقرص الدقيق وناقشنا إشعاعه في منطقة بعيدة.

إن تطبيق طريقة تعتمد على معادلة المجال الكهربائي المتكامل في المجال الطيفي والتي تم حلها بواسطة طريقة Galerkin في إجراء اللحظات يسمح بتوصيف أكثر دقة للهوائي.

في الجزء الأول، تم تقديم دراسة عامة عن هوائيات microstrip ، وأنواع مختلفة من إمدادات الطاقة وخصائصها ومناطق الاستخدام.

الجزء الثاني، سمحت لنا طريقة Galerkin Moment / Procedure بحل المعادلة التكاملية للوصول إلى نظام معادلات متجانس نحسب منه تردد الرنين وعامل الجودة و عرض النطاق الترددي.

سمحت لنا نظرية المرحلة الثابتة بالحصول على المجال المشع في المنطقة البعيدة.

في الجزء الأخير ، تم دراسة تأثير المعلمات المختلفة لهوائي النطاق الدقيق على إشعاعه.

الكلمات المفتاحية: الهوائي المطبوع ، طريقة الحظة (MOM) ، طريقة الطور الثابت ، المحاكاة.

## Liste de Figures

### Chapitre I : Généralités sur les antennes microbandes

<b>Figure I.1</b>	Structure d'une antenne microbande	4
<b>Figure I.2</b>	Différentes formes de la plaque rayonnante	6
<b>Figure I.3</b>	Alimentation par une ligne micro ruban	7
<b>Figure I.4</b>	Excitation par câble coaxial.	8
<b>Figure I.5</b>	Excitation au travers d'une ouverture dans le plan de masse.	8
<b>Figure I.6</b>	Alimentation Couplée Par Proximité	9
<b>Figure I.7</b>	Analogie optique du mécanisme de rayonnement.	12

### Chapitre II : Formulation théorique du problème de la fonction tensorielle spectrale de Green

<b>Figure II.1</b>	Géométrie d'un patch rectangulaire imprimé sur un substrat isotrope	18
<b>Figure II.2</b>	Représentation d'une couche j.	25
<b>Figure II.3</b>	Structure d'une antenne micro-ruban	27

### Chapitre III : Discussion des résultats obtenus

<b>Figure III.1</b>	Diagramme de rayonnement d'une antenne microbande rectangulaire dans les plans $\varphi = 0$ , $\varphi = \pi/2$ , et $\varphi = \pi/4$ pour TM <sub>10</sub>	38
<b>Figure III.2</b>	La variation du champ rayonné en fonction de la longueur du patch dans le plan $\varphi = 0$ pour TM <sub>10</sub>	38
<b>Figure III.3</b>	La variation du champ rayonné en fonction de la longueur du patch dans le plan $\varphi = \pi/2$ pour TM <sub>10</sub>	39
<b>Figure III.4</b>	La variation du champ rayonné en fonction de la longueur du patch dans le plan $\varphi = 0$ pour TM <sub>01</sub>	39
<b>Figure III.5</b>	La variation du champ rayonné en fonction de la longueur du dans le plan $\varphi = \pi/2$ pour TM <sub>01</sub>	40
<b>Figure III.6</b>	La variation du champ rayonné en fonction de la largeur du	40

patch dans le plan  $\varphi = 0$  pour TM10

- Figure III.7** La variation du champ rayonné en fonction de la largeur du patch dans le plan  $\varphi = 0$  pour TM10 41
- Figure III.8** La variation du champ rayonné en fonction de la largeur du patch dans le plan  $\varphi = \pi/2$  pour TM10 41
- Figure III.9** La variation du champ rayonné en fonction de la largeur du patch dans le plan  $\varphi = 0$  pour TM01 42
- Figure III.10** La variation du champ rayonné en fonction de la largeur du patch dans le plan  $\varphi = \pi/2$  pour TM01 42
- Figure III.11** La variation du champ rayonné en fonction de l'épaisseur du substrat dans le plan  $\varphi = 0$  pour TM10 42
- Figure III.12** La variation du champ rayonné en fonction de l'épaisseur du substrat dans le plan  $\varphi = \pi/2$  pour TM10 43
- Figure III.13** La variation du champ rayonné en fonction de l'épaisseur du substrat dans le plan  $\varphi = 0$  pour TM01 43
- Figure III.14** La variation du champ rayonné en fonction de l'épaisseur du substrat dans le plan  $\varphi = \pi/2$  pour TM01 44
- Figure III.15** La variation du champ rayonné en fonction de la permittivité de substrat dans le plan  $\varphi = 0$  pour TM10 44
- Figure III.16** La variation du champ rayonné en fonction de la permittivité de substrat dans le plan  $\varphi = \pi/2$  pour TM10 45
- Figure III.17** La variation du champ rayonné en fonction de la permittivité de substrat dans le plan  $\varphi = 0$  pour TM01 45
- Figure III.18** La variation du champ rayonné en fonction de la permittivité de substrat dans le plan  $\varphi = \pi/2$  pour TM01 46
- Figure III.19** Comparaison le rayonnement des deux modes TM01, TM10 avec le plan  $\varphi = 0$  47
- Figure III.20** Comparaison le rayonnement des deux modes TM01, TM10 avec le plan  $\varphi = \pi/2$  47

## **Liste des Tableaux**

<b>Tableau I.1</b>	Tableau résumant les avantages et les inconvénients des antennes microbandes.	5
--------------------	---	---

## Sommaire

Remerciement	I
Résumé	II
Liste de Figures	IV
Liste des Tableaux	VI
Sommaire	VII
Introduction générale	1
Référence Bibliographique	3

### Chapitre I : Généralités sur les antennes microbandes

I.1.Introduction	4
I.2.Description des antennes microbandes	4
I.3. Avantages et inconvénients des antennes patch	5
I.4.Les différentes formes d'une antenne patch	5
I.5. Domaines d'utilisation des antennes micro ruban	6
I.6. Les substrats	7
I.7.Techniques d'alimentation	7
I.7.1. Alimentation directe par une ligne micro ruban	7
I.7.2. Alimentation par câble coaxial	8
I.7.3. Alimentation couplée par ouverture	8
I.7.4. Alimentation Couplée Par Proximité	9
I.8. Les différentes méthodes d'analyse	9
I.8.1. Méthodes approximatives (analytique)	9
I.8.1.1. Le modèle de la ligne de transmission	10
I.8.1.2. Le modèle de la cavité	10
I.8.2. Méthode d'analyse rigoureuse (Full-Wave)	10
I.8.2.1. La méthode des éléments finis (FEM)	11
I.8.2.2. La méthode des différences finies (FDTD)	11
I.8.2.3. La méthode TLM (transmission line matrix- méthode)	11



I.8.2.4. La méthodes des moments (MoM)	11
I.9. Principe de fonctionnement d'une antenne micro ruban	12
<b>I.10. Conclusion</b>	<b>14</b>
<b>Référence Bibliographique</b>	<b>15</b>
<b>Chapitre II : Formulation théorique du problème de la fonction tensorielle spectrale de Green</b>	
<b>II.1. Introduction</b>	<b>18</b>
II.1.1 Mise en équation pour les cas d'une structure multicouche et multiconducteurs	18
<b>II.2. Formulation (Approche) spectrale</b>	<b>19</b>
II.2.1. Équations de Maxwell dans le domaine spectrale (transformée vectorielle de Fourier)	19
II.2.2. Équation de propagation	21
II.2.3. Détermination des composantes transversales	22
II.2.4. La représentation des champs TM et TE	23
II.2.5. Formule reliant les grandeurs électromagnétiques de deux couches adjacentes	24
II.2.6. Détermination de tenseur de Green de la structure étudiée	27
<b>II.3. L'équation intégrale du champ électrique</b>	<b>30</b>
II.3.1. Résolution des équations intégrales par la méthode des moments «Galerkin »	31
II.3.2. La fréquence et la bande passante	32
II.3.3. Calcul de champ rayonné en zone lointaine	32
II.3.3. Choix des fonctions de base dans la procédure de Galerkin	34
II.4. Conclusion	36
<b>Chapitre III : Discussion des résultats obtenus</b>	
III.1. Introduction	37
<b>III.2. L'influence des paramètres de l'antenne sur son rayonnement</b>	<b>37</b>
III.2.1. Discussion des résultats obtenus	37
<b>III.3. Comparaison entre le rayonnement des deux premiers Modes</b>	<b>46</b>

<b>Fondamentaux</b>	
<b>III.4.Conclusion</b>	<b>48</b>
<b>Conclusion générale</b>	<b>49</b>
<b>Annexe</b>	<b>51</b>

# **Introduction générale**



### **Introduction générale :**

La découverte de l'antenne a marqué l'ère de l'avancée technologique dans le domaine des télécommunications et a été adoptée comme élément de base pour les systèmes de transmission radio. L'utilisation de ces systèmes pour transmettre les ondes électromagnétiques transportant l'information en espace libre présente de nombreux avantages tels que la facilité d'accès avec un débit élevé, la connexion permanente partout et à tout moment d'où le terme de mobilité. Les antennes sont utilisées dans plusieurs applications comme la téléphonie, la télé-localisation, les applications militaires, ... etc.

Le choix de l'antenne se fait en fonction des contraintes de l'application telles que la bande de fréquence, gain, coût, couverture, poids, etc. Avec les techniques de miniaturisation, le développement d'une antenne imprimée appelée aussi antenne patch demeure la plus utilisée et fait l'objet de nombreux travaux de recherches au cours de ces dernières décennies. Cette antenne grâce à son caractère miniature, offre la possibilité de s'intégrer facilement dans les systèmes utilisés pour l'émission et pour la réception.

Durant la dernière décennie, la théorie et la technologie des antennes imprimées ont connu une croissance rapide, et les antennes microbandes ont été l'une des technologies les plus innovatrices dans la théorie des antennes et leurs conceptions. Elles ont trouvé rapidement une large application dans les systèmes microondes modernes.

Bien que l'idée de l'antenne remonte à 1950 [1] mais ce n'était que depuis 1970 qu'une attention sérieuse a été donnée à cet élément, où une structure planaire qui se constitue d'une bande conductrice séparée d'un plan de masse par un substrat diélectrique a été décrite par BAYRON [2]. Peu après, en 1973, MUNSON a mis au point un élément microbande [3] et des résultats concernant les géométries rectangulaires et circulaires ont été présentés par HOWELL et SANFORD qui ont prouvé que l'élément microbande peut être utilisé pour la conception de réseaux d'antenne servant à la communication par satellites [4][5], bien d'autres travaux relatifs aux plaques microbandes ont été publiés par GARVIN en 1975, HOWELL, WEINSHELL, JAMES et WILSON [6][7].

La modélisation mathématique du radiateur microruban de base a été initialement effectuée par l'application de l'analogie des lignes de transmission au patch rectangulaire simple [8][9], ainsi la première analyse mathématique d'une grande variété de forme des patches microbandes a été publiée en 1977 par LO et AL [10]. En 1978 l'antenne patch

microbande est devenue beaucoup plus largement connue et utilisée dans une variété de système de communication.

Actuellement un réseau imprimé est largement utilisé puisqu'il permet de répondre à de nombreuses contraintes commandées par les systèmes. Il est caractérisé par le diagramme de rayonnement, la fonction caractéristique, l'angle d'ouverture, le rayonnement de l'antenne, le gain et la directivité. Les domaines d'utilisation privilégiés de ces antennes, sont trouvés dans de nombreux systèmes de communication tels que la téléphonie mobile, les systèmes multimédia sans fil (WIFI, Bluetooth) ou encore les communications spatiales. Elles trouvent également des applications dans certains systèmes radar ou de télé- détection et sont utilisées dans des bandes de fréquences allant de 1GHz jusqu'aux bandes millimétriques. Ces applications sont soumises à des critères sélectifs et à des limitations de poids, de volume et d'épaisseur [11][12].

Notre travail se compose de trois chapitres :

Dans le premier chapitre, on donnera un aperçu historique concernant l'apparition et l'évolution des antennes microbandes.

Ainsi nous présentons une antenne microbande ; ses différentes formes et ses techniques d'alimentation ; ses avantages et inconvénients ainsi que les différentes méthodes d'analyse et principe de fonctionnement.

Dans le second chapitre, on va calculer le tenseur spectral de green avec technique très efficace qui utilise les transformées de fourier bidimensionnelles, ainsi que le calcul de la fréquence de résonance est mis sous forme d'une équation intégrale. La méthode des moments / procédure de Galerkin est discrétiser cette dernière, une solution non triviale du système obtenu donne la fréquence de résonance, et le champ rayonné en zone lointaine sera aisément calculé.

Dans le troisième chapitre, l'effet des dimensions de la structure ainsi que l'influence de la constante diélectrique du substrat sur le rayonnement de l'antenne sont présentés. On terminera ce chapitre par une comparaison entre le rayonnement des deux premiers modes fondamentaux  $TM_{10}$  et  $TM_{01}$ .

### Référence Bibliographique:

- [1] G. A. Deschamps, "Microstrip Microwave Antennas", presented at the Third USAF Symp, on Antennas, 1953.
- [2] E. V. Byron, "A New Flush-Mounted Antenna Element For Phased Array Application", in Proc. Phased-Array Antenna Symp. 1970, pp. 187-192.
- [3] R. E. Munson, "Single Slot Cavity Antennas Assembly", U.S. Patent No. 3713 162, Jan. 23, 1973.
- [4] J. Q. Howell, "Microstrip Antennas", in Dig. Int. Symp. Antennas Propagat. SOC., Williamsburg, VA, Dec. 1972, pp. 177-180.
- [5] G. G. Sanford, "Conformal Microstrip Phased Array For Aircraft Tests With Ats-6", in Proc. Nat. Electronics Conf., vol. 29, Oct.
- [6] G. W. Garvin, R. E. Munson, L. T. Ostwald, and K. G. Schroeder, "Low Profile Electrically Small Missile Base Mounted Microstrip Antennas", in Dig. Znt. Symp. Antennas Propagat SOC., Urbana, IL, June 1975. pp. 244-247.
- [7] J. R. James and G. J. Wilson, "New Design Techniques For Microstrip Antenna Arrays" in Proc. 5th European Micro. Conf., Hamburg, Sept. 1975, pp. 102-106.
- [8] R. E. Munson, "Conformal Microstrip Antennas And Microstrip Phased Arrays" IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-22, no. 1, pp. 74-77, Jan. 1974.
- [9] A. G. Derneryd, "Linear Microstrip Array Antennas", Chalmer Univ. Technol., Goteborge, Sweden, Tech. Rep. TR 7505, Oct. 1975.
- [10] Y. T. Lo, D. D. Harrison, D. Solomon, G. A. Deschamps, and F. R. Ore, "Study Of Microstrip Antennas, Microstrip Phased Arrays, And Microstrip Feed Networks", Rome Air Development Center, Tech. Rep. TR-77-406, Oct. 21, 1977.
- [11] I. J. Bahl and P. Bhartia, "Microstrip antennas," Dedham, Ma: Artech House 1980.
- [12] D. M. Pozar, "Microstrip antennas," IEEE, Vol. 80, N° .1, pp. 79-91, January 1992.

# **Chapitre I**

## **Généralités sur les antennes microbandes**



### I.1.Introduction :

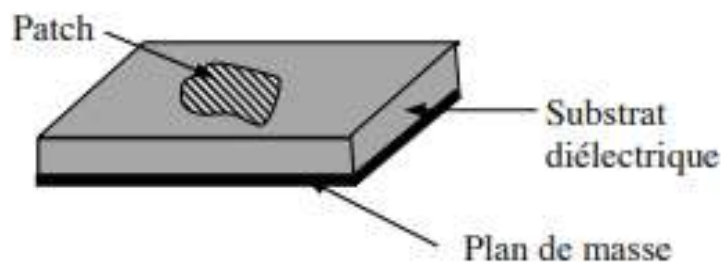
Les antennes imprimées ou micro ruban, ou « Microstrip patch Antenna (MPA)» en anglais sont des éléments rayonnants planaires. Ils sont largement utilisés dans la bande des fréquences microondes [1], à cause de leur simplicité et compatibilité avec la technologie des circuits imprimés faisant d'elles faciles à produire, en étant que simple élément ou ensemble d'éléments.

Le concept des antennes micro rubans a été proposé la première fois en 1953 par Deschamps [2], mais ce n'est qu'aux années soixante-dix que les premières applications de ce type d'antennes ont vu le jour. Faiblement profilées, ces antennes sont largement utilisées en particulier dans les communications mobiles et personnelles [3] [4].

Dans ce chapitre nous présentons la description d'une antenne microbande, ses différentes formes et techniques d'alimentation, ses avantages et inconvénients, ainsi que les différentes méthodes d'analyse et principe de fonctionnement.

### I.2.Description des antennes microbandes :

Dans sa structure de base(Figure I.1), Une antenne microruban est un dispositif rayonnant constitué d'un élément conducteur appelé patch imprimé sur la face supérieure d'un substrat diélectrique, la face inférieure complètement métallisée constitue le plan de masse. Les dimensions de l'élément métallique sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de travail [5][6].



FigureI.1:Structure d'une antenne microbande

### I.3. Avantages et inconvénients des antennes patch :

Le tableau suivant donne un résumé des avantages et inconvénients des antennes microbandes [4] :

Avantages	Inconvénients
Profil bas	Mauvais rendement
Poids faible	Bande passante étroite
Simple à fabriquer	Radiations parasites des alimentations, des jonctions et des ondes de surface
Conforme	Problème de tolérance
Cout de fabrication faible	Nécessite un substrat de bonne qualité avec une bonne tolérance de température
Peut être intégrée dans les circuits imprimés	Les structures empilées haute performance nécessitent des systèmes d'alimentations complexes
Facilité de création de structures empilées simples	Difficultés d'atteindre une bonne pureté de polarisation

Tableau I. 1:tableau résumant les avantages et les inconvénients des antennes microbandes.

### I.4. Les différentes formes d'une antenne patch :

L'antenne patch peut prendre plusieurs formes qui peuvent être rectangulaire, carré, circulaire ou simplement un dipôle. Ces formes sont les plus courantes car elles présentent une grande facilité d'analyse et de fabrication, mais également un diagramme de rayonnement très intéressant. (La figure.I.2) montre ces différentes formes [3].

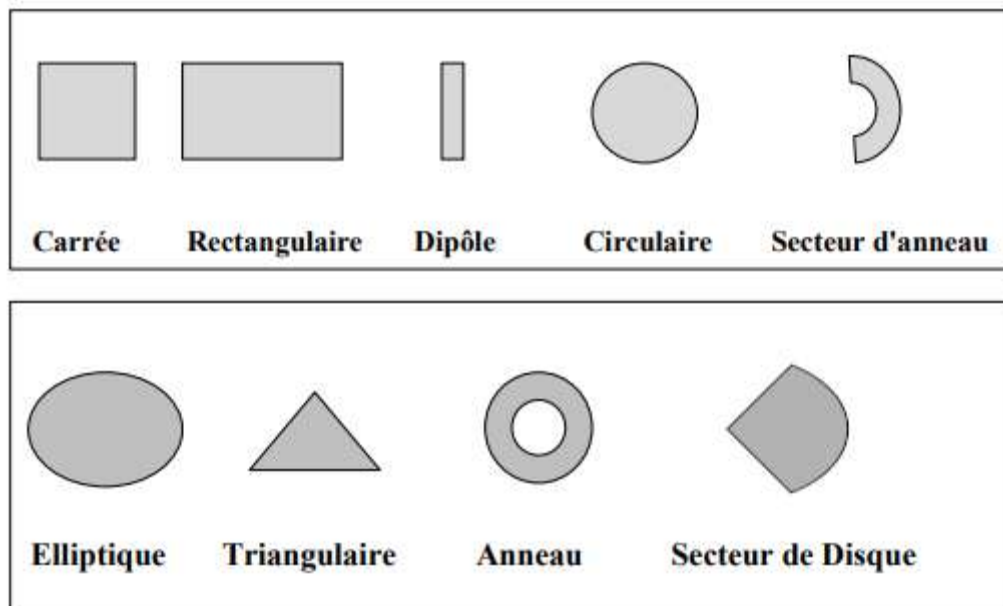


Figure.I 2:Différentes formes de la plaque rayonnante

Parmi toutes les formes éléments rayonnants, le rectangle est le caractère le plus facile à appréhender pour la compréhension des mécanismes de rayonnement des antennes micro bande [7].

### **I.5. Domaines d'utilisation des antennes micro ruban :**

Les antennes micro ruban ont un profil idéal et présente plus d'avantage que d'inconvénient. Il existe plusieurs systèmes d'application qui exigent une bonne directivité pour lequel ils furent développés.

Les domaines d'utilisation privilégiés de ces antennes sont :

- La communication par satellite.
- Les radars Doppler et d'autres types de radars.
- La navigation aérienne.
- Les antennes d'émission utilisées en médecine.
- Radiation biomédicale.
- La communication entres mobiles et dans des nouveaux domaines tels que la médecine ou le téléphone portable.

Cette liste d'application n'est pas complète mais elle montre plus ou moins l'évolution des MPA dans plusieurs domaines.

## I.6. Les substrats :

Les substrats possèdent aussi des qualités en tant que métaux, leurs propriétés électromagnétiques sont caractérisées essentiellement par trois grandeurs physiques: conductivité, constante diélectrique relative, angle de perte. Les substrats exploités dans la conception des antennes imprimées sont nombreux et doivent être compatibles avec le matériau de l'élément rayonnant [8][9].

## I.7. Techniques d'alimentation :

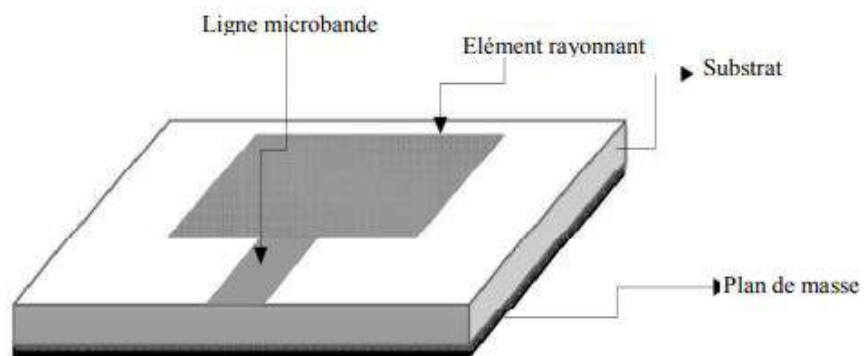
Un point important dans l'étude et la réalisation d'antennes imprimées est leur alimentation. Pour cela, plusieurs techniques ont été considérées dans ce but [10][11]. Les techniques d'alimentation des antennes micro rubans peuvent être classées en deux catégories :

- Les alimentations par contact (par sonde ou ligne micro ruban).
- Les alimentations par proximité (couplage électromagnétique par ligne ou fente).

### I.7.1. Alimentation directe par une ligne micro ruban :

L'alimentation peut être établie par la connexion directe à une ligne microbande (Figure.I.3), dont le point de jonction est sur l'axe de symétrie de l'élément ou décalé par rapport à cet axe de symétrie si cela permet une meilleure adaptation d'impédance [4][12].

L'avantage de ce type d'alimentation est qu'elle peut être gravée sur la même face de l'antenne, elle est facile à fabriquer, et simple à adapter à la résonance. Elle a l'inconvénient de générer un rayonnement parasite.



FigureI.3 :Alimentation par une ligne micro ruban

### I.7.2. Alimentation par câble coaxiale :

L'alimentation coaxiale est une technique très utilisée pour alimenter les antennes micro ruban (figure.I.4). Elle est effectuée par connexion directe à câble coaxial, où le conducteur central est connecté en un point situé sur l'axe de symétrie de l'élément, plus ou moins près du bord. Le conducteur extérieur de câble coaxial est relié au plan de masse[13].

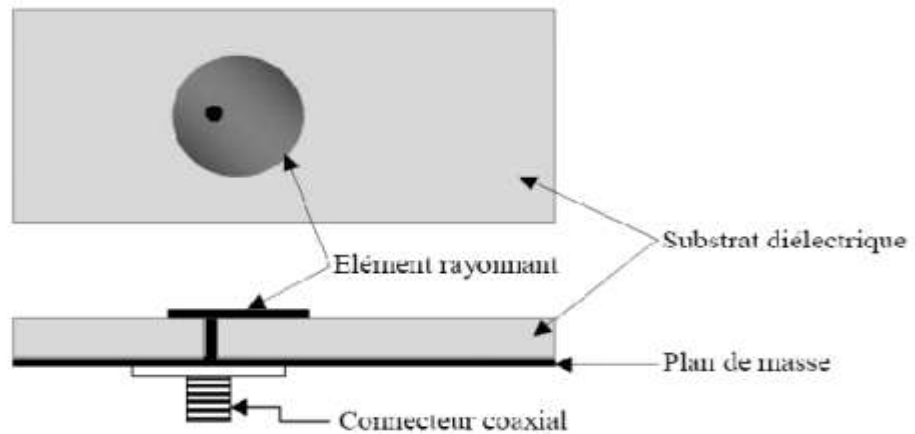


Figure.I 4:Excitation par câble coaxial.

### I.7.3. Alimentation couplée par ouverture :

Dans ce type d'alimentation, le patch de rayonnement et la ligne d'alimentation du micro ruban sont séparés par plan de masse (Figure.I.5). La jonction entre le patch et la ligne d'alimentation est faite par une ouverture ou une fente dans le plan de masse [14].

Ce type d'alimentation est difficile à concevoir à cause des couches multiples, qui augmentent l'épaisseur d'antenne. Cependant elle offre l'élargissement de bande passante.

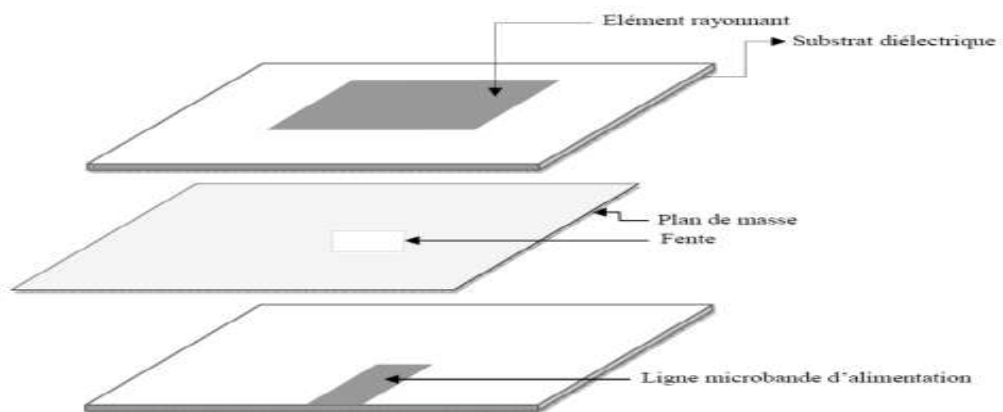


Figure.I 5:Excitation au travers d'une ouverture dans le plan de masse.

#### I.7.4. Alimentation Couplée Par Proximité :

Dans ce type d'alimentation, deux substrats diélectriques sont employés tels que la ligne d'alimentation est entre les deux substrats et le patch de rayonnement est sur le substrat supérieur (Figure.I.6).L'avantage principal de cette technique d'alimentation est l'élimination du faux rayonnement d'alimentation et l'obtention d'une bande passante plus large et ce par l'augmentation globale de l'épaisseur de l'antenne.

Parmi les inconvénients de cette méthode d'alimentation la difficulté de fabrication à cause des deux couches diélectriques nécessitant un alignement approprié, ainsi que la difficulté d'intégration de dispositifs actifs [15].

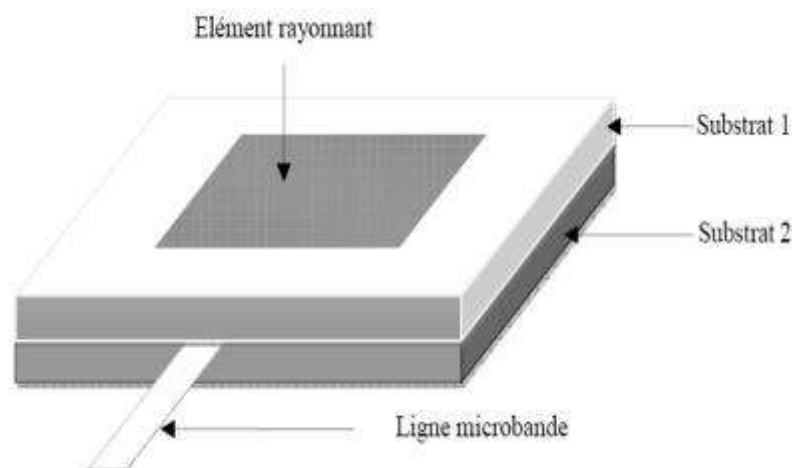


Figure.I 6:Alimentation Couplée Par Proximité

#### I.8. Les différentes méthodes d'analyse :

Plusieurs méthodes et modèles sont proposés pour analyser les antennes microbandes, Ces méthodes peuvent être divisées en deux groupes:

- méthodes approximatives (analytique)
- Méthode d'analyse rigoureuse.

##### I.8.1. Méthodes approximatives (analytique) :

Il existe dans cette méthode deux modèles ; le modèle de la ligne de transmission et le modèle de cavité. Ces modèles sont très populaires et très pratiques, ils considèrent l'antenne comme une ligne de transmission ou une cavité résonante [16].

### **I.8.1.1. Le modèle de la ligne de transmission :**

Le traitement théorique basé sur le modèle de la ligne de transmission (MLT) était le premier et le plus simple modèle utilisé pour l'analyse et la synthèse des antennes micro rubans [17]. Ce modèle exploite l'analogie qui existe entre un patch d'une antenne imprimée et un tronçon d'une ligne de transmission ayant deux bords rayonnants. Dans ce modèle, 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 supérieur [13].

### **I.8.1.2. Le modèle de la cavité :**

Le modèle de la cavité offre la simplicité et la visibilité physique dans l'analyse des antennes micro rubans. Une antenne imprimée peut être assimilée à une cavité fermée par deux murs électriques (le plan de masse et l'élément rayonnant) et quatre murs magnétiques verticaux. Une longueur et une largeur effective sont introduites pour prendre en compte les débordements des lignes des champs sur les bords de l'élément rayonnant [18][19].

Les champs à l'intérieur de la cavité peuvent être exprimés en fonction de modes discrets satisfaisant individuellement des conditions aux limites appropriées. Une fois ces champs connus, le champ rayonné, la puissance totale et l'impédance d'entrée seront alors déduits. Ce modèle n'est valide que pour des substrats électriquement minces et modélise difficilement le couplage.

### **I.8.2. Méthode d'analyse rigoureuse (Full-Wave) :**

Les méthodes Full-Wave (méthodes rigoureuses) sont des méthodes d'analyse numériques peuvent traiter des patchs de formes géométriques complexes. Ces méthodes sont [20] :

- La méthode des éléments finis (FEM)
- La méthode des différences finies : domaine temporel (FDTD)
- La méthode TLM (transmission line matrix- méthode)
- La méthode des moments (MoM)

### **I.8.2.1. La méthode des éléments finis (FEM) :**

La méthode aux éléments finis, très employée dans le domaine fréquentiel, consiste à discrétiser les équations de Maxwell en amont au niveau de la formulation aux dérivées partielles des équations de propagation.

L'avantage d'une telle technique réside dans la simplicité de traitement pour les géométries les plus complexes et les matériaux inhomogènes tout en tenant compte des dispersions [21][22]. Cependant elle reste inefficace comparée à la méthode des moments pour le traitement des conducteurs rayonnants.

### **I.8.2.2. La méthode des différences finies (FDTD) :**

La méthode des différences finies dans le domaine temporel F.D.T.D (FiniteDifference Time Domain) est une approche numérique permettant la résolution des équations différentielles dans le domaine temporel dans une structure uniformément maillée. La méthode consiste à approcher les dérivées ponctuelles spatiales et temporelles qui apparaissent dans les équations de Maxwell par des différences finies centrées [23].

L'avantage principal de cette méthode est la simplicité de sa formule, le calcul est alors fait dans le domaine temporel sur une large bande de fréquence.

### **I.8.2.3. La méthode TLM (transmission line matrix- méthode)**

Cette méthode peut être considérée, d'un certain point de vue, comme une simulation du principe de HUYGENS appliquée au phénomène de propagation guidée, elle est destinée à augmenter la précision, à diminuer le temps de calcul et à simplifier sa mise en œuvre de façon à pouvoir utiliser de manière plus efficace les moyens informatiques disponibles [24].

### **I.8.2.4. La méthodes des moments (MoM)**

Consiste à transformer l'équation intégrale en une équation algébrique matricielle qui peut être facilement à résoudre par les méthodes numériques.

La méthode des moments est la technique numérique la plus utilisée dans le domaine électromagnétique [25]. La méthode de Galerkin, qui est un cas particulier de la méthode des moments, est implémentée dans le domaine de fourrier pour réduire le système des équations intégrales à une équation matricielle.



### I.9. Principe de fonctionnement d'une antenne micro ruban :

Pour mieux comprendre le mécanisme de rayonnement des antennes imprimées, la littérature scientifique s'appuie généralement sur la théorie de l'optique. Considérons la figure I.7 [26]:

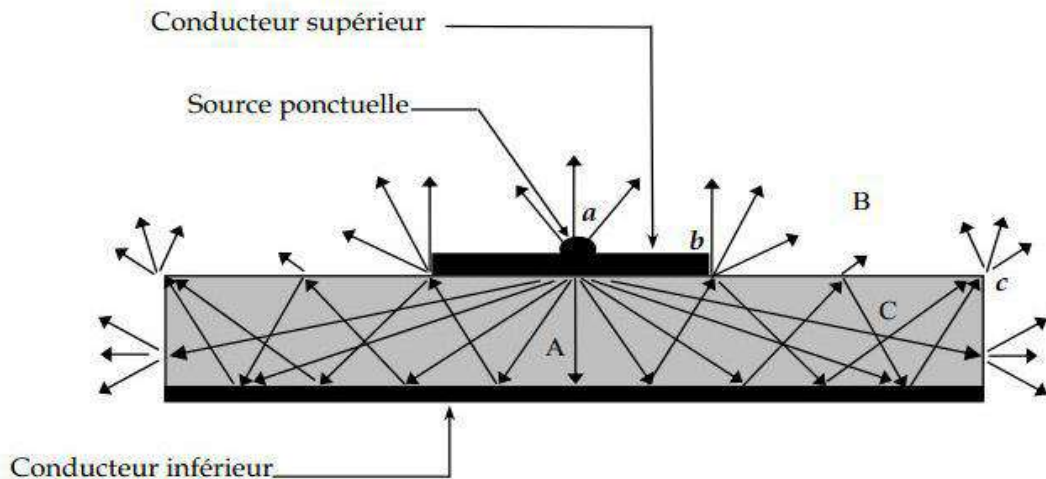


Figure.I 7:Analogie optique du mécanisme de rayonnement.

La source ponctuelle placée en (a) émet un rayonnement uniforme dans toutes les directions. Une partie de ce dernier est réfléchi par le plan de masse, puis par le conducteur supérieur et ainsi de suite. Certains de ces rayons aboutissent sur l'arête du conducteur (b), qui les diffracte et par conséquent le champ se décompose en deux composantes normale et tangentielle par rapport au plan de masse.

On peut donc envisager trois régions [26]:

- ✚ **La région A** : est la plus dense en rayons, le champ électromagnétique s'accumule plus fortement dans cette zone de l'espace. Cette propriété est d'ailleurs utilisée pour la propagation le long des lignes micro-rubans. En basse fréquence les champs restent concentrés dans cette zone, il y a donc propagation sans rayonnement.
- ✚ **La région B (espace libre)** : occupant tout le demi-espace supérieur à l'antenne, représente une zone où le champ se disperse librement dans l'air et vient s'ajouter au rayonnement propre de la source. Si on augmente la fréquence, ce rayonnement électromagnétique, malgré un rendement restreint, devient significatif d'où un fonctionnement en antenne.

- ✚ **La région C** : certains rayons atteignent les surfaces de séparation avec une incidence rasante, et restent piégés dans le diélectrique. Une onde de surface est alors guidée par le bord du diélectrique ne contribuant pas directement au rayonnement de l'antenne. Toutefois, quand cette onde atteint le bord du substrat (C), elle est diffractée et génère un rayonnement parasite.

## **I.10. Conclusion :**

Dans ce chapitre on a essayé de présenter la théorie des antennes microbandes, en citant la description, les avantages et les inconvénients.

On a cité également, les différents types et techniques d'alimentation, les méthodes d'analyse, ainsi que leur principe de fonctionnement.

Les antennes microbandes en particulier connaissent un succès croissant auprès des industriels et des professionnels des télécommunications, qu'elles soient spatiales ou terrestres.

**Référence Bibliographique:**

- [1] Dr. John I. Volakis, "Antenna engineering handbook," fourth edition, McGraw-Hill, 2007.
- [2] G. A. Deschamps, "Microstrip microwave antennas", Third USAF Symposium on antennas, USA, 1953.
- [3] C. A. Balanis, "Antenna theory: Analysis and design", Third edition, John Wiley & Sons, NY, 2005.
- [4] R. J. James and P. S. Hall, "Handbook of microstrip antennas", Peter Peregrinus, NY, 1989.
- [5] G. Kumar and K. P. Ray, "Broadband microstrip antennas," Artech House Boston. London 2003.
- [6] V. Planisamy and R. Garg, "Analysis of arbitrarily shaped microstrip patch antennas using segmentation technique and cavity model," IEEE Transactions on Antennas and Propagations, Vol. AP-34, N. 10, Octobre 1986.
- [7] M. BOUHOUS Adil, "Utilisation de la méthode de la phase stationnaire et des réseaux de neurones artificiels pour la modélisation d'un résonateur micro-ruban à structure ouverte", mémoire de Magister, Université de Batna 2011/2012.
- [8] David M. Pozar, Daniel H. Schaubert, "Microstrip Antennas: The Analysis and Design of Microstrip Antennas and Arrays", 2002.
- [9] S. Courreges, "Les matériaux ferroélectriques et supraconducteurs appliqués à la conception de dispositifs micro-ondes", Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2007.
- [10] P. Mythili, A. Das, «Simple approach to determine resonant frequencies of microstrip antennas», IEE Proc.-Microw. Antennas Propag., Vol. 145, No. 2, April 1998.
- [11] L. Merad, « Modélisation et optimisation de réseaux d'antennes imprimées par les réseaux de neurones et les méthodes stochastiques», Thèse de Doctorat, Université Abou BekrBelkaïd Tlemcen, juin 2005.
- [12] Pozar, D. M, "Microstrip Antennas", Proc.IEEE, Vol. 80, pp. 79-91, 1992.

[13] Mme. Azzaz Rahmani Salima ,’’ analyse et conception des antennes imprimées multibandes en anneaux concentriques pour les réseaux de télécommunications ‘’, thèse de doctorat , université abou bakr belkaid–tlemcen , 2013

[14] C. A. Balanis, "Antenna theory analysis and design," 2ème édition John Wiley and Sons, 1997.

[15] CHOUTI Leila, Contribution à l’étude des antennes imprimées rectangulaire double bande et multi bandes tenant compte de l’effet de couplage mémoire de Magister, Université de Constantine, 2009.

[16] Fouad CHEBBARA, “Etudes des Caractéristiques de Résonance et de Rayonnement des Antennes Microbandes Réalisées avec des Matériaux ayant une Anisotropie de Type Electrique et Magnétique, ” Thèse de Doctorat, Université de Batna.

[17] R. Munson, "Conformal microstrip antennas and microstrip phased arrays", IEEE Transactions on antennas and propagation, Vol. Ap-22, pp. 74-78, 1974.

[18] K. R. Carver and J. W. Mink, "Microstrip antenna technology", IEEE transactions on antennas and propagation, Vol. AP-29, No.1, pp. 2-24, January 1981.

[19] A. K. Verma and Z. Rostamy, "Resonant frequency of uncovered and covered rectangular microstrip patch using modified Wolf model, IEEE transactions on microwave theory and techniques, Vol. 41, No. 1, Jan. 1993.

[20] ZEBIRI Chemseddine, “Effet de l’Anisotropie Tensorielle sur les paramètres des structures planaires, ” Thèse de Doctorat, Université de Mentouri de Constantine, 2011.

[21] J. M. Jin and J. L. Volakis, "A hybrid finite element method for scattering and radiation by microstrip patch antennas and arrays residing in a cavity" IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 39, pp. 1598-1604, Nov. 1991.

[22] Z. Lou and J. M. Jin, "Finite element analysis of phased array antennas", Microwave Optical Technologic Letters, Vol. 40, no 6, pp. 490-496, March 2004.

[23] Mme. Yamina tighilt,’’ identification des antennes microrubans multicouches PAR LA METHODE SPECTRALE ET LES RESEAUX DE neurones ‘’, doctorat en sciences, université ferhat abbas -setifufas (algerie) ,2011.

[24] M. HELIER et C. PICHOT “ Structure De Guidage Pour Circuits Micro-ondes Et Millimétrique”, Techniques De L’Ingénieur Traite Electronique.

[25]T. Itoh, “Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures,” John Wiley & Sons, New York, USA, 1989.

[26]Aissaoui Djelloul; " Analyse à l'Aide de Modèles Equivalents d'Antennes Imprimées Alimentées par Lignes Adaptées "; thèse de Magister en Electronique, Département d'Electronique, Université Abou Bakr Belkaid – Tlemcen, Mars 2007.

# **Chapitre II**

**Formulation théorique du  
problème de la fonction  
tensorielle spectrale de  
Green**

## II.1. Introduction :

Dans ce chapitre nous allons calculer le tenseur spectral de Green avec une technique très efficace qui utilise les transformées de Fourier bidimensionnelles.

On va utiliser la méthode des moments procédure de Galerkin pour définir la fréquence de résonance. Après avoir choisir les fonctions de base, les courants seront calculés et le champ sera déterminé en zone lointaine, en appliquant le théorème de la phase stationnaire.

### II.1.1 Mise en équation pour les cas d'une structure multicouche et multiconducteurs :

La géométrie de la structure à étudier avec le système d'axe considéré est représentée dans la (figure II.1).

La plaque rayonnante de la longueur 'a' et de largeur 'b' est imprimé sur un substrat diélectrique isotrope d'épaisseur d, de permittivité  $\epsilon$  et de perméabilité  $\mu_0$ , ce dernier est gravé sur un plan de masse considéré infini et parfaitement conducteur au dessus de la plaque se trouve l'air qui se caractérise par  $(\epsilon_0, \mu_0)$ .

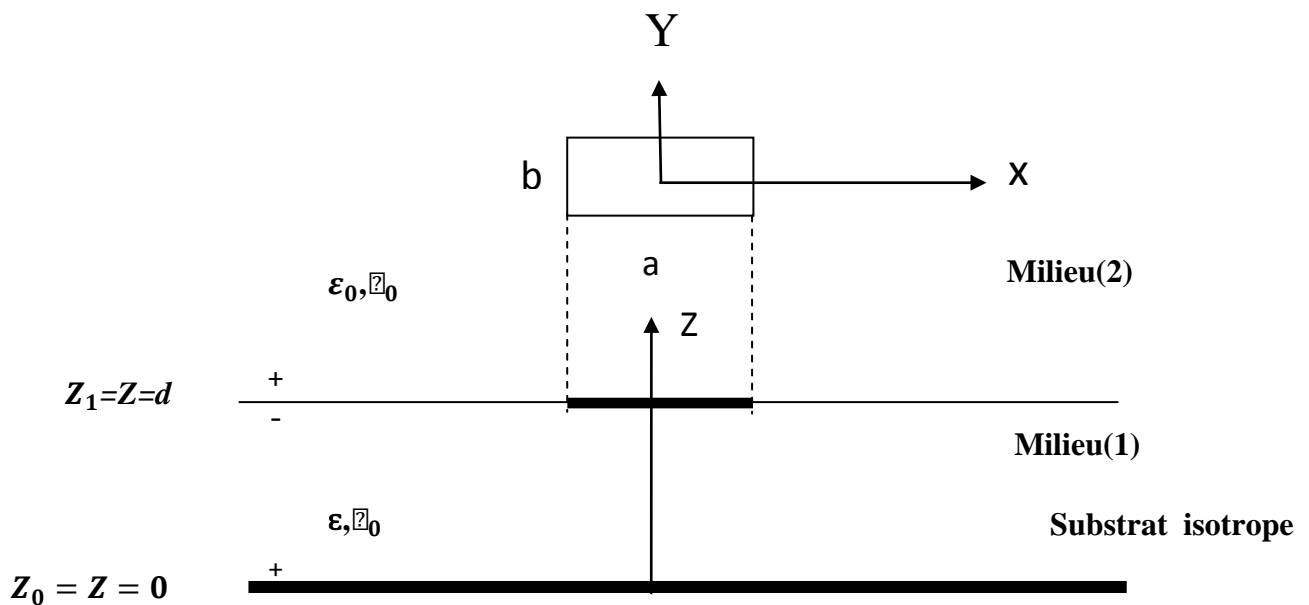


Figure II. 1: Géométrie d'un patch rectangulaire imprimé sur un substrat isotrope .



## II.2. Formulation (Approche) Spectrale :

### II.2.1. Équations de Maxwell dans le domaine spectral (transformée vectorielle de Fourier)

Considérant une onde électromagnétique qui se propage dans une région loin des sources ( $\rho = 0, J = 0$ ). La dépendance temporelle est en  $e^{j\omega t}$  (régime harmonique).

Les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\nabla \times \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = -\mu \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = -i\omega\mu\bar{H} \quad (1)$$

$$\nabla \times \bar{H} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} = \varepsilon \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = i\omega\varepsilon\bar{E} \quad (2)$$

$\bar{E}$  : Vecteur de champ électrique

$\bar{H}$  : Vecteur de champ magnétique

$\omega$  : La pulsation

$D$  : Induction électrique

$B$  : Induction magnétique

$\varepsilon$  : La permittivité électrique

$\mu$  : La perméabilité magnétique

Maintenant nous allons écrire les équations de Maxwell dans le domaine spectral (domaine de Fourier).

Soit  $\bar{A}(x, y, z)$  un vecteur quelconque, la transformée de Fourier bidimensionnelle est définie par :

$$\tilde{\bar{A}}(k_x, k_y, z) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \bar{A}(x, y, z) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy. \quad (3)$$

$$\bar{A}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\bar{A}}(k_x, k_y, z) e^{+i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y. \quad (4)$$

**Chapitre II : Formulation théorique du problème de la fonction tensorielle spectrale de Green**

---

$\widetilde{\bar{A}}$  : La transformée de Fourier bidimensionnelle de  $\bar{A}$ .

$\bar{A}$  : Un vecteur dans le domaine spatial.

On a:

$$\bar{\nabla} \times \bar{E} = \begin{vmatrix} \bar{t} & \bar{j} & \bar{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} = \bar{t} \left( \frac{\partial}{\partial y} E_z - \frac{\partial}{\partial z} E_y \right) - \bar{j} \left( \frac{\partial}{\partial x} E_z - \frac{\partial}{\partial z} E_x \right) + \bar{k} \left( \frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{\partial}{\partial y} E_x \right) \quad (5)$$

En utilisant les propriétés :

$$\left( \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x} \right) = ik_x \tilde{f}. \quad (6)$$

$$\left( \frac{\partial \tilde{f}}{\partial y} \right) = ik_y \tilde{f}. \quad (7)$$

$$\Rightarrow (\widetilde{\bar{\nabla} \times \bar{E}}) = \bar{t} \left( ik_y \tilde{E}_z - \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_y \right) - \bar{j} \left( ik_x \tilde{E}_z - \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_x \right) + \bar{k} (ik_x \tilde{E}_y - ik_y \tilde{E}_x)$$

$$= \begin{vmatrix} \bar{t} & \bar{j} & \bar{k} \\ ik_x & ik_y & \frac{\partial}{\partial z} \\ \tilde{E}_x & \tilde{E}_y & \tilde{E}_z \end{vmatrix} = \widetilde{\bar{\nabla}} \times \tilde{\bar{E}}. \quad (8)$$

Avec

$$\widetilde{\bar{\nabla}} = ik_x \bar{t} + ik_y \bar{j} + \frac{\partial}{\partial z} \bar{k} \quad (9)$$

$k_x, k_y$  : sont les nombres d'onde spectraux dans les directions x et y respectivement

$K$  : est la constante de propagation

Les équations (1) et (2) dans le domaine spectral s'écrivent :

$$\widetilde{\bar{\nabla}} \times \tilde{\bar{E}} = -i\omega\mu\tilde{\bar{H}} \quad (10)$$

$$\widetilde{\bar{\nabla}} \times \tilde{\bar{H}} = i\omega\varepsilon\tilde{\bar{E}} \quad (11)$$

### II.2.2. Équation de propagation :

À partir des équations (10) et (11) qui sont les équations de Maxwell dans le domaine spectral nous allons écrire l'équation de propagation.

Soit  $\bar{A}$ ,  $\bar{B}$  et  $\bar{C}$  trois vecteurs quelconques :

$$\bar{A} \times (\bar{B} \times \bar{C}) = \bar{B}(\bar{A} \cdot \bar{C}) - (\bar{A} \cdot \bar{B})\bar{C}.$$

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

On sait que

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{E} = 0 \Rightarrow \tilde{\nabla} \cdot \tilde{E} = 0$$

$$(10) \Rightarrow \tilde{\nabla}^2 \tilde{E} - i\omega\mu(\tilde{\nabla} \times \tilde{H}) = \bar{0}$$

$$(11) \Rightarrow \tilde{\nabla}^2 \tilde{E} + \omega^2 \varepsilon \mu \tilde{E} = \bar{0}$$

Avec :  $\tilde{\nabla}^2 = \bar{\Delta}$  est le laplacien, à partir de l'équation (9), nous avons:

$$\tilde{\nabla}^2 = -(k_x^2 + k_y^2) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (12)$$

L'équation de propagation s'écrit donc :

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial z^2} + k_z^2 \tilde{E} = \bar{0} \quad (13)$$

Avec :

$$k_z^2 = k^2 - (k_x^2 + k_y^2) \quad (14)$$

$$k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu.$$

### II.2.3. Détermination des composantes transversales :

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

$$\bar{\nabla} \times \bar{E} = -i\omega\mu\bar{H} \Rightarrow$$

$$\frac{\partial}{\partial y} E_z - \frac{\partial}{\partial z} E_y = -i\omega\mu H_x \quad (15-a)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} E_x - \frac{\partial}{\partial x} E_z = -i\omega\mu H_y \quad (15-b)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{\partial}{\partial y} E_x = -i\omega\mu H_z \quad (15-c)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{H} = i\omega\varepsilon\bar{E} \Rightarrow$$

$$\frac{\partial}{\partial y} H_z - \frac{\partial}{\partial z} H_y = i\omega\varepsilon E_x \quad (16-a)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} H_x - \frac{\partial}{\partial x} H_z = i\omega\varepsilon E_y \quad (16-b)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} H_y - \frac{\partial}{\partial y} H_x = i\omega\varepsilon E_z \quad (16-c)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \times (15-b) \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_x - \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} E_z = -i\omega\mu \frac{\partial}{\partial z} H_y.$$

$$(16-a) \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_x - \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} E_z = -i\omega\mu \left( \frac{\partial}{\partial y} H_z - i\omega\varepsilon E_x \right)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + K^2 \right) E_x = \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} E_z - i\omega\mu \frac{\partial}{\partial y} H_z \quad (17-a)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \times (15-a) \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial z \partial y} E_z - \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_y = -i\omega\mu \frac{\partial}{\partial z} H_x$$

$$(16-b) \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial z \partial y} E_z - \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_y = -i\omega\mu \left( \frac{\partial}{\partial x} H_z + i\omega\varepsilon E_y \right)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + K^2 \right) E_y = \frac{\partial^2}{\partial z \partial y} E_z + i\omega\mu \frac{\partial}{\partial x} H_z \quad (17-b)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \times (16-b) \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_x - \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} H_z = i\omega\varepsilon \frac{\partial}{\partial z} E_y$$

$$(15-a) \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_x - \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} H_z = i\omega\varepsilon \left( \frac{\partial}{\partial y} E_z + i\omega\mu H_x \right)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + K^2 \right) H_x = \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} H_z + i\omega\varepsilon \frac{\partial}{\partial y} E_z \quad (18-a)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \times (16-a) \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} H_z - \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_y = i\omega\varepsilon \frac{\partial}{\partial z} E_x$$

$$(15-b) \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} H_z - \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_y = i\omega \left( \frac{\partial}{\partial x} E_z - i\omega\mu H_y \right)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + K^2 \right) H_y = \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} H_z - i\omega\varepsilon \frac{\partial}{\partial x} E_z \quad (18-b)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + K^2 \right) E_x = \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} E_z - i\omega\mu \frac{\partial}{\partial y} H_z \quad (17-a)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + K^2 \right) E_y = \frac{\partial^2}{\partial z \partial y} E_z + i\omega\mu \frac{\partial}{\partial x} H_z \quad (17-b)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + K^2 \right) H_x = \frac{\partial^2}{\partial z \partial y} H_z + i\omega\varepsilon \frac{\partial}{\partial y} E_z \quad (18-a)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + K^2 \right) H_y = \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} H_z - i\omega\varepsilon \frac{\partial}{\partial x} E_z \quad (18-b)$$

Tenant compte de l'équation de propagation (13)  $\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} = -k_z^2 \right)$ , les équations (17-a), (17-b), (18-a) et (18-b) dans le domaine spectrale s'écrivent :

$$\tilde{E}_x = \frac{ik_x}{k_s^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z + \frac{\omega\mu k_y}{k_s^2} \tilde{H}_z \quad (19-a)$$

$$\tilde{E}_y = \frac{ik_y}{k_s^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z - \frac{\omega\mu k_x}{k_s^2} \tilde{H}_z \quad (19-b)$$

$$\tilde{H}_x = \frac{ik_x}{k_s^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z - \frac{\omega\varepsilon k_y}{k_s^2} \tilde{E}_z \quad (20-a)$$

$$\tilde{H}_y = \frac{ik_y}{k_s^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z + \frac{\omega\varepsilon k_x}{k_s^2} \tilde{E}_z \quad (20-b)$$

$$\text{Avec: } k_s^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (21)$$

#### II.2.4. La représentation des champs TM et TE :

A partir de (19-a) et (19-b) on peut écrire :

$$\tilde{\vec{E}} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^e \\ e^h \end{bmatrix} \quad (22)$$

A partir de (20-a) et (20-b) on peut écrire :

$$\tilde{\vec{H}} = \begin{bmatrix} \tilde{H}_y \\ -\tilde{H}_x \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h^e \\ h^h \end{bmatrix} \quad (23)$$

Les composantes e et h dans (15) et (16) représentent les ondes TM et TE respectivement.

$$\bar{e} = \begin{bmatrix} e^e \\ e^h \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{i}{k_s} & \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z \\ \frac{\omega\mu}{k_s} & \tilde{H}_z \end{bmatrix} \quad (24)$$

$$\bar{h} = \begin{bmatrix} h^e \\ h^h \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\omega\varepsilon}{k_s} & \tilde{E}_z \\ \frac{i}{k_s} & \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z \end{bmatrix} \quad (25)$$

### II.2.5. Formule reliant les grandeurs électromagnétiques de deux couches adjacentes :

A partir de l'équation de propagation (13) la forme générale de  $\tilde{E}_z$  et  $\tilde{H}_z$  est :

$$\tilde{E}_z = A_1 e^{-ik_z z} + B_1 e^{ik_z z} \quad (26-a)$$

$$\tilde{H}_z = A_2 e^{-ik_z z} + B_2 e^{ik_z z} \quad (26-b)$$

En remplaçant par (26-a) et (26-b) dans (24) et (25).

$$\bar{e}(k_s, z) = \bar{A} e^{-ik_z z} + \bar{B} e^{ik_z z} \quad (27)$$

$$\bar{h}(k_s, z) = \bar{g}(k_s) [\bar{A} e^{-ik_z z} - \bar{B} e^{ik_z z}] \quad (28)$$

Dans les équations (27) et (28):  $\bar{A}(2 \times 1)$  et  $\bar{B}(2 \times 1)$  sont deux vecteurs inconnus et :

$$\bar{g}(k_s) = \text{diag}[g^e(k_s), g^h(k_s)] = \text{diag}\left[\frac{\omega\varepsilon}{k_z}, \frac{k_z}{\omega\mu}\right] \quad (29)$$

Considérant maintenant que la région où l'onde se propage est limitée entre les deux plans  $Z_{j-1}$  et  $Z_j$  (figure II.2)

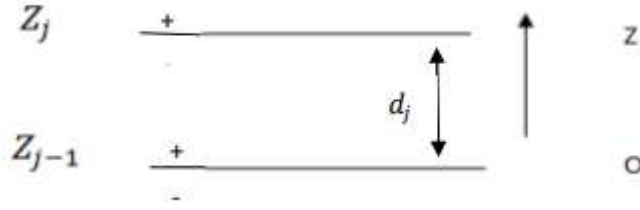


Figure II. 2: Représentation d'une couche j.

En écrivant les équations (27) et (28) dans le plan  $Z = Z_{j-1}$  puis dans le plan  $Z = Z_j$  et par élimination des inconnus  $\bar{A}$  et  $\bar{B}$ , une relation liant les composantes  $\bar{e}$  et  $\bar{h}$  sur les deux interfaces de la couche est obtenue :

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, Z_j^-) \\ \bar{h}_j(k_s, Z_j^-) \end{bmatrix} = \bar{\bar{T}}_j \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, Z_{j-1}^+) \\ \bar{h}_j(k_s, Z_{j-1}^+) \end{bmatrix} \quad (30)$$

$$\bar{\bar{T}}_j = \begin{bmatrix} \bar{\bar{T}}_j^{11} & \bar{\bar{T}}_j^{12} \\ \bar{\bar{T}}_j^{21} & \bar{\bar{T}}_j^{22} \end{bmatrix} \quad (31)$$

$$\bar{\bar{T}}_j^{11} = \bar{\bar{T}}_j^{22} = \begin{bmatrix} \cos(k_{zj} d_j) & 0 \\ 0 & \cos(k_{zj} d_j) \end{bmatrix} \quad (32-a)$$

$$\bar{\bar{T}}_j^{12} = -i \bar{g}_j^{-1} \sin(k_{zj} d_j) = \begin{vmatrix} -i \frac{k_{zj}}{\omega \varepsilon_j} \sin(k_{zj} d_j) & 0 \\ 0 & -i \frac{\omega \mu_j}{k_{zj}} \sin(k_{zj} d_j) \end{vmatrix} \quad (32-b)$$

$$\bar{\bar{T}}_j^{21} = -i \bar{g}_j \sin(k_{zj} d_j) = \begin{bmatrix} -i \frac{\omega \varepsilon_j}{k_{zj}} \sin(k_{zj} d_j) & 0 \\ 0 & -i \frac{k_{zj}}{\omega \mu_j} \sin(k_{zj} d_j) \end{bmatrix} \quad (33)$$

Si l'interface  $Z = Z_j$  est dépourvue des courants électriques, alors (30) s'écrit:

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_{j+1}(k_s, Z_j^+) \\ \bar{h}_{j+1}(k_s, Z_j^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, Z_j^-) \\ \bar{h}_j(k_s, Z_j^-) \end{bmatrix} = \bar{\bar{T}}_j \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, Z_{j-1}^+) \\ \bar{h}_j(k_s, Z_{j-1}^+) \end{bmatrix} \quad (34)$$

Si par contre l'interface  $Z = Z_j$  contient des courants électriques, nous avons :

$$\left\{ \begin{aligned} \tilde{H}_y(Z_j^-) - \bar{H}_y(Z_j^+) &= \tilde{J}_x(Z_j) \\ \tilde{H}_x(Z_j^-) - \bar{H}_x(Z_j^+) &= \tilde{J}_y(Z_j) \end{aligned} \right. \quad (35 - a)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \tilde{H}_y(Z_j^-) - \bar{H}_y(Z_j^+) &= \tilde{J}_x(Z_j) \\ \tilde{H}_x(Z_j^-) - \bar{H}_x(Z_j^+) &= \tilde{J}_y(Z_j) \end{aligned} \right. \quad (35 - b)$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{H}_y(Z_j^-) \\ -\tilde{H}_x(Z_j^-) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{H}_y(Z_j^+) \\ -\bar{H}_x(Z_j^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(Z_j) \\ \tilde{J}_y(Z_j) \end{bmatrix} \quad (36)$$

En remplaçant par (23) dans (36) nous obtenons :

$$\frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h^e(Z_j^-) \\ h^h(Z_j^-) \end{bmatrix} - \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h^e(Z_j^+) \\ h^h(Z_j^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(Z_j) \\ \tilde{J}_y(Z_j) \end{bmatrix} \quad (37)$$

$$\begin{bmatrix} h^e(Z_j^-) \\ h^h(Z_j^-) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h^e(Z_j^+) \\ h^h(Z_j^+) \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(Z_j) \\ \tilde{J}_y(Z_j) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j^e(Z_j) \\ j^h(Z_j) \end{bmatrix}$$

Avec:

$$J = \begin{bmatrix} j^e \\ j^h \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (38)$$

À partir de (38) on peut montrer que :

$$\tilde{J} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j^e \\ j^h \end{bmatrix} \quad (39)$$

Donc on peut écrire:

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_j^-) \\ \bar{h}_j(k_s, z_j^-) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{e}_{j+1}(k_s, z_j^+) \\ \bar{h}_{j+1}(k_s, z_j^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \tilde{J}(z_j) \end{bmatrix} \quad (40)$$

À partir de (40) et (30) on peut écrire:

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_j^+) \\ \bar{h}_j(k_s, z_j^+) \end{bmatrix} = \bar{T}_j \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, z_{j+1}^+) \\ \bar{h}_j(k_s, z_{j+1}^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \tilde{J}(z_j) \end{bmatrix} \quad (41)$$

Si le milieu  $Z < Z_{j-1}$  est un conducteur parfait «plan de masse» alors:

$$\bar{e}_j(k_s, Z_{j-1}^+) = \bar{0} \quad (42)$$

Si le milieu  $Z > Z_j$  est l'air, tenant compte de la condition de rayonnement on aura à partir de (27) et (28):

$$\bar{h}_{j+1}(k_s, Z_j^+) = \bar{g}_{j+1}(k_s) \bar{e}_{j+1}(k_s, Z_j^+) \quad (43)$$

Les équations (34), (41), (42) et (43) forment les équations de base pour la détermination du tenseur spectral de Green.

Le tenseur spectral de Green  $\bar{G}$  relie le champ électrique tangentiel avec le courant dans le plan du patch :

$$\bar{E} = \bar{G} \cdot \tilde{J} \quad (44)$$



Avec:

$$\tilde{\vec{E}} = \begin{bmatrix} \tilde{\vec{E}}_x \\ \tilde{\vec{E}}_y \end{bmatrix}, \tilde{\vec{j}} = \begin{bmatrix} \tilde{j}_x \\ \tilde{j}_y \end{bmatrix}, \tilde{\vec{G}} = \begin{bmatrix} G_{xx} & G_{xy} \\ G_{yx} & G_{yy} \end{bmatrix}$$

Dans la représentation [TM(e), TE(h)] le tenseur spectral de Green  $\bar{\bar{Q}}$  relie le champ électrique tangentiel  $\bar{e}$  avec le courant  $\bar{j}$  dans le plan du patch:

$$\bar{e} = \bar{\bar{Q}} \cdot \bar{j} \quad (45)$$

Avec:

$$\bar{e} = \begin{bmatrix} e^e \\ e^h \end{bmatrix}, \bar{j} = \begin{bmatrix} j^e \\ j^h \end{bmatrix}, \bar{\bar{Q}} = \begin{bmatrix} Q^e & 0 \\ 0 & Q^h \end{bmatrix}$$

Il est facile de montrer la relation qui existe entre le tenseur diagonal  $\bar{\bar{Q}}$  et le tenseur  $\tilde{\vec{G}}$ .

$$\tilde{\vec{G}} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \bar{\bar{Q}} \cdot \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \quad (46)$$

### II.2.6. Détermination de tenseur de Green de la structure étudiée :

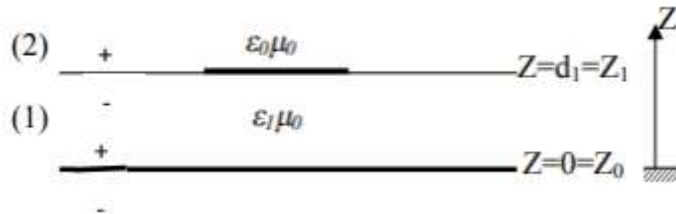


Figure II. 3: Structure d'une antenne micro-ruban

$$\bar{e}_1(k_s, Z_0^+) = \bar{0} \quad (47)$$

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_2(k_s, Z_1^+) \\ \bar{h}_2(k_s, Z_1^+) \end{bmatrix} = \bar{\bar{T}}_1 \begin{bmatrix} \bar{e}_2(k_s, Z_0^+) \\ \bar{h}_2(k_s, Z_0^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{j}(z_1) \end{bmatrix} \quad (48)$$

$$\bar{h}_2(k_s, Z_1^+) = \bar{g}_2(k_s) \bar{e}_2(k_s, Z_1^+) \quad (49)$$

On peut réécrire les équations (47), (48), et (49) de la manière suivante:

$$\bar{e}_1 = 0 \quad (50)$$

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_2 \\ \bar{h}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{\bar{T}}_1^{11} & \bar{\bar{T}}_1^{12} \\ \bar{\bar{T}}_1^{21} & \bar{\bar{T}}_1^{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \bar{e}_1 \\ \bar{h}_1 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{j} \end{bmatrix} \quad (51)$$

$$\bar{h}_2 = \bar{g}_0 \cdot \bar{e}_2 \quad (52)$$

Dans la représentation [TM(e), TE(h)] le tenseur spectral de Green  $\bar{Q}$  relie le champ électrique tangentiel  $\bar{e}_2$  avec le courant  $\bar{j}$  dans le plan du patch.

$$\bar{e}_2 = \bar{Q} \cdot \bar{j} \quad (53)$$

En remplaçant par (50) dans (51) nous obtenons:

$$\bar{e}_2 = \bar{T}_1^{12} \cdot \bar{h}_1 \quad (54)$$

$$\bar{h}_2 = \bar{T}_1^{12} \cdot \bar{h}_1 - \bar{j} \quad (55)$$

$$(54) \Rightarrow \bar{h}_1 (\bar{T}_1^{12})^{-1} \bar{e}_2 \quad (56)$$

En remplaçant (52) et (56) dans (55) nous obtenons:

$$\begin{aligned} \bar{g}_0 \cdot \bar{e}_2 &= \bar{T}_1^{22} (\bar{T}_1^{12})^{-1} \cdot \bar{e}_2 - \bar{j} \\ \Rightarrow [\bar{T}_1^{22} (\bar{T}_1^{12})^{-1} - \bar{g}_0] \bar{e}_2 &= \bar{j} \\ \Rightarrow \bar{e}_2 &= [\bar{T}_1^{22} (\bar{T}_1^{12})^{-1} - \bar{g}_0]^{-1} \bar{j} \\ \Rightarrow \bar{Q} &= [\bar{T}_1^{22} (\bar{T}_1^{12})^{-1} - \bar{g}_0]^{-1} \end{aligned} \quad (57)$$

$$\bar{T}_1^{22} = \begin{bmatrix} \cos(k_{z1} d_1) & 0 \\ 0 & \cos(k_{z1} d_1) \end{bmatrix}$$

$$\bar{T}_1^{12} = \begin{bmatrix} -i \frac{k_{z1}}{\omega \varepsilon_1} \sin(k_{z1} d_1) & 0 \\ 0 & -i \frac{\omega \mu_0}{\omega \varepsilon_1} \sin(k_{z1} d_1) \end{bmatrix}$$

$$(\bar{T}_1^{12})^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{i \omega \varepsilon_1}{k_{z1} \sin(k_{z1} d_1)} & 0 \\ 0 & \frac{i k_{z1}}{\omega \mu_0 \sin(k_{z1} d_1)} \end{bmatrix}$$

$$\bar{T}_1^{22} (\bar{T}_1^{12})^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{i \omega \varepsilon_1 \cos(k_{z1} d_1)}{k_{z1} \sin(k_{z1} d_1)} & 0 \\ 0 & \frac{i k_{z1} \cos(k_{z1} d_1)}{\omega \mu_0 \sin(k_{z1} d_1)} \end{bmatrix}$$

$$\bar{g}_0 = \begin{bmatrix} \frac{\omega \varepsilon_0}{k_{z0}} & 0 \\ 0 & \frac{k_{z0}}{\omega \mu_0} \end{bmatrix}$$

$$(\bar{T}_1^{12})^{-1} - \bar{g}_0 = \begin{bmatrix} \frac{i\omega \varepsilon_1 \cos(k_{z1} d_1)}{k_{z1} \sin(k_{z1} d_1)} - \frac{\omega \varepsilon_0}{k_{z0}} & 0 \\ 0 & \frac{ik_{z1} \cos(k_{z1} d_1)}{\omega \mu_0 \sin(k_{z1} d_1)} - \frac{k_{z0}}{\omega \mu_0} \end{bmatrix}$$

$$(Q^e)^{-1} = \frac{1}{(Q^e)} = \frac{i\omega \varepsilon_1 \cos(k_{z1} d_1)}{k_{z1} \sin(k_{z1} d_1)} - \frac{\omega \varepsilon_0}{k_{z0}}$$

Avec:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_{r1}$$

$$(Q^e)^{-1} = i\omega \varepsilon_0 \left( \frac{\varepsilon_{r1} \cos(k_{z1} d_1)}{k_{z1} \sin(k_{z1} d_1)} + i \frac{1}{k_{z0}} \right)$$

$$= i\omega \varepsilon_0$$

$$\Rightarrow (Q^e) = \frac{-i}{\omega \varepsilon_0} \left( \frac{k_{z0} k_{z1} \sin(k_{z1} d_1)}{\varepsilon_{r1} k_{z0} \cos(k_{z1} d_1) + ik_{z1} \sin(k_{z1} d_1)} \right) \quad (58)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow (Q^h)^{-1} &= \frac{1}{Q^h} = \frac{ik_{z1} \cos(k_{z1} d_1)}{\omega \mu_0 \sin(k_{z1} d_1)} - \frac{k_{z0}}{\omega \mu_0} \\ &= \frac{i}{\omega \mu_0} \left( \frac{k_{z1} \cos(k_{z1} d_1)}{\sin(k_{z1} d_1)} + ik_{z0} \right) \\ &= \frac{i}{\omega \mu_0} \left( \frac{k_{z1} \cos(k_{z1} d_1) + ik_{z0} \sin(k_{z1} d_1)}{\sin(k_{z1} d_1)} \right) \\ &= \frac{i\omega \varepsilon_0}{k_0^2} \left( \frac{k_{z1} \cos(k_{z1} d_1) + ik_{z0} \sin(k_{z1} d_1)}{\sin(k_{z1} d_1)} \right) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow Q^h = \frac{-i}{\omega \varepsilon_0} \frac{k_0^2 \sin(k_{z1} d_1)}{k_{z1} \cos(k_{z1} d_1) + ik_{z0} \sin(k_{z1} d_1)} \quad (59)$$

Les équations (58) et (59) donnent le tenseur spectral de Green  $\bar{Q}$  dans la représentation [TM(e), TE(h)].

$$Q^e = \frac{-i}{\omega \varepsilon_0} \cdot \frac{k_{z0} k_{z1} \sin(k_{z1} d_1)}{T_m} \quad (60)$$

$$Q^h = \frac{-i}{\omega \varepsilon_0} \cdot \frac{k_0^2 \sin(k_{z1} d_1)}{T_e} \quad (61)$$

Avec:

$$\begin{aligned} T_m &= \varepsilon_{r1} k_{z0} \cos(k_{z1} d_1) + ik_{z1} \sin(k_{z1} d_1) \\ T_e &= k_{z1} \cos(k_{z1} d_1) + ik_{z0} \sin(k_{z1} d_1) \end{aligned}$$

$$\bar{Q} = \begin{bmatrix} Q^e & 0 \\ 0 & Q^h \end{bmatrix}$$

Nous avons:

Avec:

$$\bar{G} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \bar{Q} \cdot \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} G_{xx} = (k_x^2 Q^e + k_y^2 Q^h) \times \frac{1}{k_s^2} & (62-a) \\ G_{yx} = G_{xy} = k_x k_y (Q^e - Q^h) \times \frac{1}{k_s^2} & (62-b) \\ G_{yy} = (k_y^2 Q^e + k_x^2 Q^h) \times \frac{1}{k_s^2} & (62-c) \end{cases}$$

En remplaçant par (58) et (59) dans (62-a), (62-b) et (62-c) nous obtenons :

$$G_{xx} = -\frac{i}{\omega \varepsilon_0} \left[ \frac{k_x^2 k_{z0} k_{z1} \sin(k_{z1} d_1)}{k_s^2 T_m} + \frac{k_y^2 k_0^2 \sin(k_{z1} d_1)}{k_s^2 T_e} \right] \quad (63-a)$$

$$G_{xy} = G_{yx} = -\frac{i}{\omega \varepsilon_0} \left[ \frac{k_x k_y k_{z0} k_{z1} \sin(k_{z1} d_1)}{k_s^2 T_m} - \frac{k_x k_y k_0^2 \sin(k_{z1} d_1)}{k_s^2 T_e} \right] \quad (63-b)$$

$$G_{yy} = -\frac{i}{\omega \varepsilon_0} \left[ \frac{k_y^2 k_{z0} k_{z1} \sin(k_{z1} d_1)}{k_s^2 T_m} + \frac{k_x^2 k_0^2 \sin(k_{z1} d_1)}{k_s^2 T_e} \right] \quad (63-c)$$

Avec:

$$k_{z0}^2 = k_0^2 - k_s^2, k_0^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$$

$$k_{z1}^2 = k_1^2 - k_s^2, k_1^2 = \omega^2 \varepsilon_1 \mu_0 = \varepsilon_{r1} \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 = \varepsilon_{r1} k_0^2 \Rightarrow k_{z1}^2 = \varepsilon_{r1} k_0^2 - k_s^2.$$

### II.3. L'équation intégrale du champ électrique :

Nous avons trouver que:

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x(k_x, k_y, d_1) \\ \tilde{E}_y(k_x, k_y, d_1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{xx} & G_{xy} \\ G_{yx} & G_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (64)$$

Et d'après  $\bar{A}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\bar{A}}(x, y, z) e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y$ , on trouve:

$$E_x(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} [G_{xx} \tilde{J}_x + G_{xy} \tilde{J}_y] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (65)$$

$$E_y(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} [G_{yx} \tilde{J}_x + G_{yy} \tilde{J}_y] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (66)$$

### II.3.1. Résolution des équations intégrales par la méthode des moments «Galerkin » :

Nous savons que  $E_x$  et  $E_y$  sont nuls sur le patch métallique :

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} G_{xx} \tilde{J}_x e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \iint_{-\infty}^{+\infty} G_{xy} \tilde{J}_y e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (67-a)$$

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} G_{yx} \tilde{J}_x e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \iint_{-\infty}^{+\infty} G_{yy} \tilde{J}_y e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (67-b)$$

Pour résoudre les équations (67-a) et (67-b) on utilise la méthode des moments procédure de Galerkin qui consiste à développer la distribution du courant sur le patch en série de fonctions de base:

$$J_x(x, y) = \sum_{n=1}^N a_n J_{xn}(x, y) \quad (68-a)$$

$$J_y(x, y) = \sum_{m=1}^M b_m J_{ym}(x, y) \quad (68-b)$$

En substituant la transformée de Fourier de (68-a) et (68-b) dans (67-a) et

(67-b) nous aurons :

$$\sum_{n=1}^N a_n \iint_{-\infty}^{+\infty} G_{xx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \iint_{-\infty}^{+\infty} G_{xy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (69-a)$$

$$\sum_{n=1}^N a_n \iint_{-\infty}^{+\infty} G_{yx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \iint_{-\infty}^{+\infty} G_{yy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (69-b)$$

En multipliant (69-a) par  $J_{xk}(x, y)$ ,  $k = \overline{1, N}$  et en intégrons sur le domaine du patch on trouve (70-a).

En multipliant (69-b) par  $J_{yl}(x, y)$ ,  $l = \overline{1, M}$  et en intégrons sur le domaine du patch on trouve (70-b).

$$\sum_{n=1}^N a_n \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) G_{xx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) G_{xy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) dk_x dk_y = 0 \quad (70-a)$$

$$\sum_{n=1}^N a_n \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) G_{yx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) G_{yy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) dk_x dk_y = 0 \quad (70-b)$$

Les équations (70-a) et (60-b) peuvent être écrites sous une forme matricielle:

$$\begin{bmatrix} (Z_{kn}^1)_{N \times N} & (Z_{km}^2)_{N \times M} \\ (Z_{ln}^3)_{M \times N} & (Z_{lm}^4)_{M \times M} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (a_n)_{N \times 1} \\ (b_m)_{M \times 1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{0} \end{bmatrix} \quad (71)$$

Avec :

$$Z_{kn}^1 = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) G_{xx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (72-a)$$

$$Z_{km}^2 = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) G_{xy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (72-b)$$

$$Z_{ln}^3 = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) G_{yx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (72-c)$$

$$Z_{lm}^4 = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) G_{yy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (72-d)$$

k,n=1,2,3.....N et l,m=1,2,3.....M.

### **II.3.2. La fréquence et la bande passante :**

Dans le cas d'une équation matricielle homogène et pour éviter la solution triviale, il faut que le système  $[Z][C]=0$  soit la matrice singulière, ce qui équivaut à imposer la condition suivante:

$$\det(Z(\omega)) = 0. \quad (73)$$

la solution de cette équation conduit à une fréquence de résonance complexe  $f=f_r + if_i$  (74)

$f_r$ : est la Fréquence de résonance.

$f_i$ : traduit les pertes par rayonnement.

Tendis que le facteur de qualité Q et la bande passante sont définis comme suit:

$$Q = \frac{f_r}{2f_i} \quad (75)$$

$$Bp = \frac{1}{\varphi} \quad (76)$$

### **II.3.3. Calcul de champ rayonné en zone lointaine :**

Une fois le problème de la fréquence de résonance f est résolu, le vecteur propre minimal de la matrice (Z) donne les coefficients du courant, le courant est donc obtenu sous forme numérique. La technique de la phase stationnaire intervient dans le calcul du champ lointain.

## Chapitre II : Formulation théorique du problème de la fonction tensorielle spectrale de Green

---

Le champ électrique dans la région de l'air ( $Z > d_1$ )

$$\tilde{\tilde{E}}(k_x, k_y, Z) = \tilde{\tilde{E}}(k_x, k_y, d_1) e^{-k_{z0}(z-d_1)} \quad (77)$$

Le champ électrique rayonné est obtenu à partir de la T.F inverse

$$\begin{aligned} \bar{E} &= \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\tilde{E}}(k_x, k_y, d_1) e^{-k_{z0}(z-d_1)} e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\tilde{E}}(k_x, k_y, d_1) e^{-k_{z0}d_1} e^{-i(-k_x x - k_y y + k_{z0} z)} dk_x dk_y \end{aligned} \quad (A)$$

En passant aux coordonnées sphériques:

$$\begin{aligned} -k_x x - k_y y + k_{z0} z &= \\ r[-k_x \sin \theta \cos \phi - k_y \sin \theta \sin \phi + (k_0^2 - (k_x^2 + k_y^2))^{1/2} \cos \theta] \end{aligned} \quad (78)$$

Où  $\theta$  et  $\phi$  sont les variations angulaires usuelles des coordonnées sphériques.

Les points de la phase stationnaire sont déterminés par:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{F}}{\partial k_x} = \frac{\partial \bar{F}}{\partial k_y} &= 0 \\ \Rightarrow r \left[ -\sin \theta \cos \phi - \frac{k_x}{k_{z0}} \cos \theta \right] &= r \left[ -\sin \theta \sin \phi - \frac{k_y}{k_{z0}} \cos \theta \right] = 0 \end{aligned} \quad (79)$$

On trouve  $k_{z0} = k_0 \cos \theta$  et par conséquent les points de la phase stationnaire sont:

$$k_x = -k_0 \sin \theta \cos \phi$$

$$k_y = -k_0 \sin \theta \sin \phi$$

$$\Rightarrow k_s = k_0 \sin \theta$$

Le théorème de la phase stationnaire permet d'évaluer l'expression (A) dans le cas limite où  $r$  tend vers l'infini (champ rayonné en zone lointain):

$$\begin{aligned} \bar{E} &= ik_0 \frac{e^{-ik_0 r}}{2\pi r} e^{ik_0 d_1 \cos \theta} \times (\tilde{\tilde{E}}_x(k_x, k_y, d_1) \cos \phi + \\ &\tilde{\tilde{E}}_y(k_x, k_y, d_1) \sin \phi) \hat{\theta} + (\tilde{\tilde{E}}_y(k_x, k_y, d_1) \cos \phi - \tilde{\tilde{E}}_x(k_x, k_y, d_1) \sin \phi) \cos \theta \hat{\phi}. \end{aligned} \quad (80)$$

Dans l'équation précédente le champ rayonné lointain est exprimé dans les coordonnées sphérique aussi les composants  $\bar{E}_x$  et  $\bar{E}_y$  sont:

$$k_x = -k_0 \sin \theta \cos \varnothing$$

$$k_y = -k_0 \sin \theta \sin \varnothing$$

Avec:

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x(k_x, k_y, d_1) \\ \tilde{E}_y(k_x, k_y, d_1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{xx} & G_{xy} \\ G_{yx} & G_{yy} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix}$$

### **II.3.3. Choix des fonctions de base dans la procédure de Galerkin :**

Théoriquement, il existe plusieurs systèmes de fonctions 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 de la solution prévue. En effet la connaissance préalable du type de variation de cette dernière s'avère nécessaire sans oublier le fait de retenir uniquement un minimum de terme dans le développement en série de l'inconnu. Ceci ayant pour but de réduire l'effort de computation.

Dans notre travail les fonctions de base utilisées sont du modèle de la cavité simple.

$$J_{xn} = \sin \left[ \frac{n_1 \pi}{a} \left( x + \frac{a}{2} \right) \right] \cos \left[ \frac{n_2 \pi}{b} \left( y + \frac{b}{2} \right) \right] \quad (81)$$

$$k_{n1} = \frac{n_1 \pi}{a}$$

$$k_{n2} = \frac{n_2 \pi}{b}$$

$$J_{ym} = \sin \left[ \frac{m_2 \pi}{b} \left( y + \frac{b}{2} \right) \right] \cos \left[ \frac{m_1 \pi}{a} \left( x + \frac{a}{2} \right) \right] \quad (82)$$

$$k_{m2} = \frac{m_2 \pi}{b}$$

$$k_{m1} = \frac{m_1 \pi}{a}$$

Les transformées de Fourier de  $J_{xn}$  et  $J_{ym}$  sont

$$\tilde{J}_{xn} = \iint_{-\infty}^{+\infty} J_{xn} e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy$$



**Chapitre II : Formulation théorique du problème de la fonction tensorielle spectrale de Green**

---

$$\tilde{J}_{ym} = \iint_{-\infty}^{+\infty} J_{ym} e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy$$

Après calcul on trouve :

$$\tilde{J}_{xn} = \tilde{I}_{xx} \times \tilde{I}_{xy} ; \tilde{J}_{ym} = \tilde{I}_{yx} \times \tilde{I}_{yy} .$$

$$\tilde{I}_{xx} = \frac{i.a}{2} \left[ e^{-ik_n \frac{a}{2}} \cdot \text{sinc} \left[ (k_x + k_{x1}) \frac{a}{2} \right] - e^{ik_n \frac{a}{2}} \cdot \text{sinc} \left[ (k_x - k_{x1}) \frac{a}{2} \right] \right]. \quad (83-a)$$

$$\tilde{I}_{xy} = \frac{b}{2} \left[ e^{-ik_n \frac{b}{2}} \cdot \text{sinc} \left[ (k_y + k_{x2}) \frac{b}{2} \right] + e^{ik_n \frac{b}{2}} \cdot \text{sinc} \left[ (k_y - k_{x2}) \frac{b}{2} \right] \right]. \quad (83-b)$$

$$\tilde{I}_{yy} = \frac{i.b}{2} \left[ e^{-ik_m \frac{b}{2}} \cdot \text{sinc} \left[ (k_y + k_{m2}) \frac{b}{2} \right] + e^{ik_m \frac{b}{2}} \cdot \text{sinc} \left[ (k_y - k_{m2}) \frac{b}{2} \right] \right]. \quad (83-c)$$

$$\tilde{I}_{yx} = \frac{a}{2} \left[ e^{-ik_m \frac{a}{2}} \cdot \text{sinc} \left[ (k_x + k_{m1}) \frac{a}{2} \right] + e^{ik_m \frac{a}{2}} \cdot \text{sinc} \left[ (k_x - k_{m1}) \frac{a}{2} \right] \right]. \quad (83-d)$$

Nous avons aussi trouvé que:

pour le premier mode fondamentale  $TM_{10}$ :  $a_1 \approx 1, b_1 \approx 0$

pour le deuxième mode fondamentale  $TM_{01}$ :  $a_1 \approx 0, b_1 \approx 1$

Ces résultats sont en très bon accord avec le modèle de cavité. Les résultats du modèle de la cavité (valable uniquement pour les épaisseurs faibles) sont:

$$\text{pour le premier mode } TM_{10}: J_x = \sin \left[ \frac{\pi}{a} \left( x + \frac{a}{2} \right) \right]$$

$$J_y = 0$$

$$\text{et } f_r = \frac{c}{2a\sqrt{\epsilon_r}}$$

$$\text{pour le premier mode } TM_{01}: J_x = 0$$

$$J_y = \sin \left[ \frac{\pi}{b} \left( y + \frac{b}{2} \right) \right]$$

$$\text{et } f_r = \frac{c}{2b\sqrt{\epsilon_r}}$$

#### **II.4. Conclusion :**

Dans ce chapitre nous avons déterminé le tenseur spectral de Green et on a résolu l'équation intégrale dans le but de déterminer les caractéristiques de l'antenne, La résolution est faite par la procédure de Galerkin.

Le théorème de la phase stationnaire a été utilisé pour le calcul du champ rayonné en zone lointaine

# **Chapitre III**

Discussion des résultats  
obtenus

### III.1.Introduction :

Après avoir résolu l'équation intégrale avec la détermination de la fréquence de résonance et le champ lointain, on s'intéresse à présent d'étudier l'influence des paramètres de l'antenne sur son rayonnement.

### III.2. L'influence des paramètres de l'antenne sur son rayonnement :

Dans cette section on présente les résultats, les représentations et les interprétations de la dépendance du diagramme de rayonnement en rapport avec quelques paramètres physiques des antennes microbandes.

#### III.2.1.Discussion des résultats obtenus :

- La figure(III.1) présente le diagramme de rayonnement d'une antenne microbande rectangulaire dans les plans  $\varphi = 0$ ,  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ,  $\varphi = \frac{\pi}{4}$  pour le mode fondamentale  $TM_{10}$ .  
Cette figure permet de constater que le rayonnement dans le plan  $\varphi = 0$  suite une loi  $\cos^2(\theta)$ , alors que, dans le plan  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ,  $\varphi = \frac{\pi}{4}$  le rayonnement, pour les angles proches de l'horizontale ( $\theta \approx \frac{\pi}{2}$ ) demeure très important.
- En mode  $TM_{10}$  [ $TM_{01}$ ] d'après les figures (III.2)-(III.3) [(III.8)-(III.9)], on remarque que le champ rayonné est presque inchangé avec la variation de la longueur [largeur] du patch dans les plans  $\varphi = 0$ ,  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ .
- D'après les figures [(III.4)-(III.5)], on observe que, l'augmentation de la longueur implique une augmentation dans le champ rayonné pour le mode  $TM_{01}$  dans les plans  $\varphi = 0$ ,  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ .
- D'après les figures [(III.6)-(III.7)], on observe que, la diminution de la largeur implique une diminution dans le champ rayonné pour le mode  $TM_{10}$  dans les plans  $\varphi = 0$ ,  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ .
- Dans les figures [(III.10)-(III.11)-(III.12)-(III.13)], on observe que l'augmentation de l'épaisseur rendre le champ rayonné plus important pour les deux modes  $TM_{10}$ ,  $TM_{01}$  dans les plans  $\varphi = 0$ ,  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ .

- D'après les figures [(III.14)-(III.15)-(III.16)-(III.17)], on remarque que, l'augmentation de la permittivité se traduit par une diminution dans le champ rayonné pour les deux modes  $TM_{10}$ ,  $TM_{01}$  dans les plans  $\varphi = 0$ ,  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ .

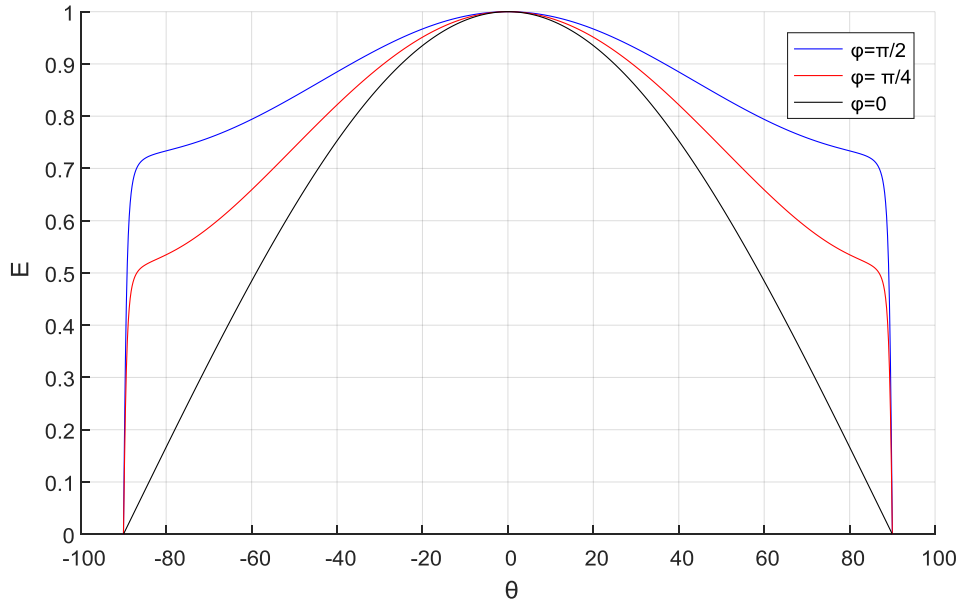


Figure III. 1: Diagramme de rayonnement d'une antenne microbande rectangulaire dans les plans  $\varphi = 0$ ,  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ , et  $\varphi = \frac{\pi}{4}$  pour  $TM_{10}$

$a=50\text{mm}$ ,  $b=30\text{mm}$ ,  $d=0.6\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=4$ ,  $f_r=1,5\text{GHz}$

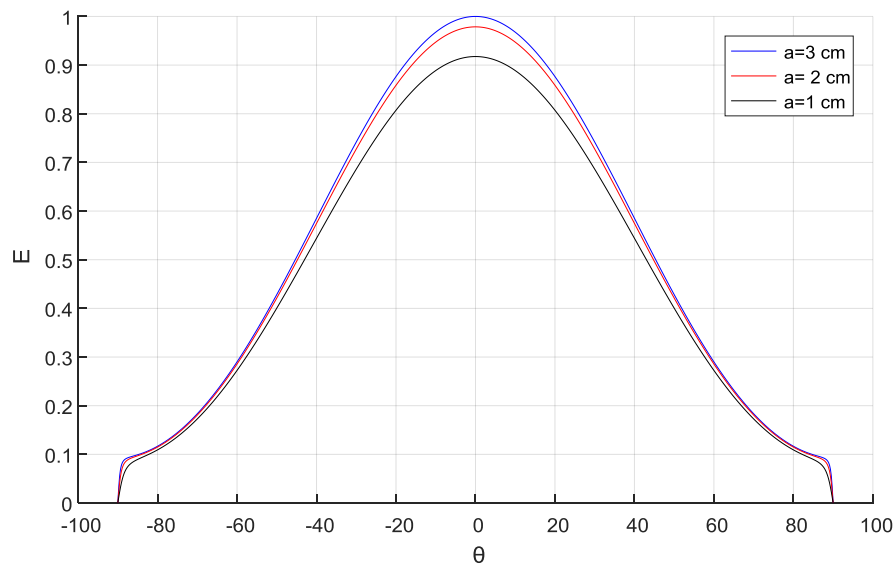


Figure III. 2: la variation du champ rayonné en fonction de la longueur du patch dans le plans  $\varphi = 0$  pour  $TM_{10}$

$b=0.5\text{cm}$ ,  $d=0.10\text{cm}$ , et  $\epsilon_r=1$

$a=1\text{cm}$   $f_r=15\text{GHz}$

$a=2\text{cm}$   $f_r=14.78\text{GHz}$

$a=3\text{cm}$   $f_r=14.5\text{GHz}$

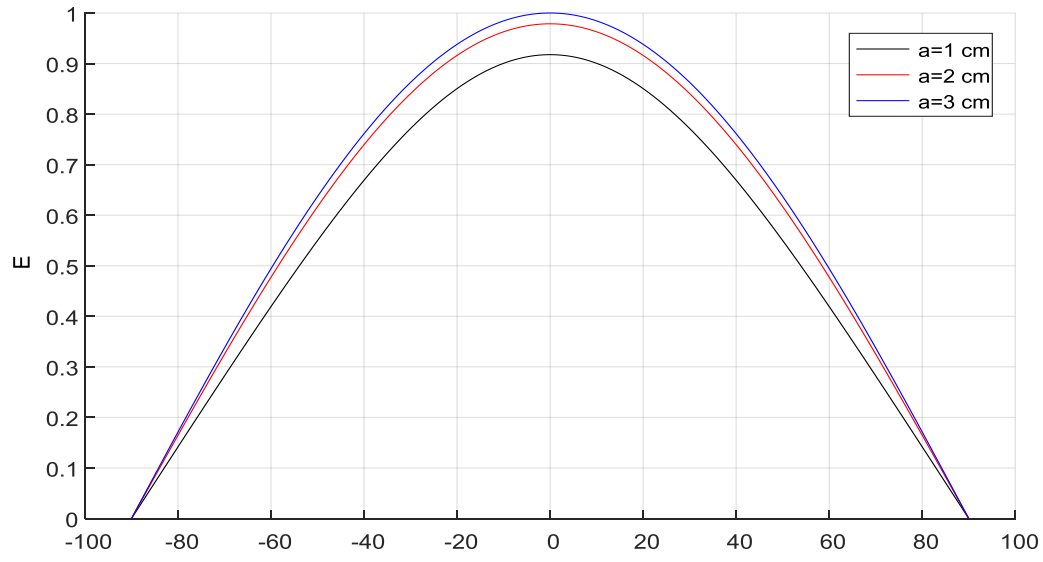


Figure III. 3: la variation du champ rayonné en fonction de la longueur du patch dans le plans  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  pour  $TM_{10}$

$b=0,5\text{cm}$ ,  $d=0,10\text{cm}$ , et  $\epsilon_r=1$

$a=1\text{cm}$   $f_r=15\text{GHz}$

$a=2\text{cm}$   $f_r=14.78\text{GHz}$

$a=3\text{cm}$   $f_r=14.5\text{GHz}$

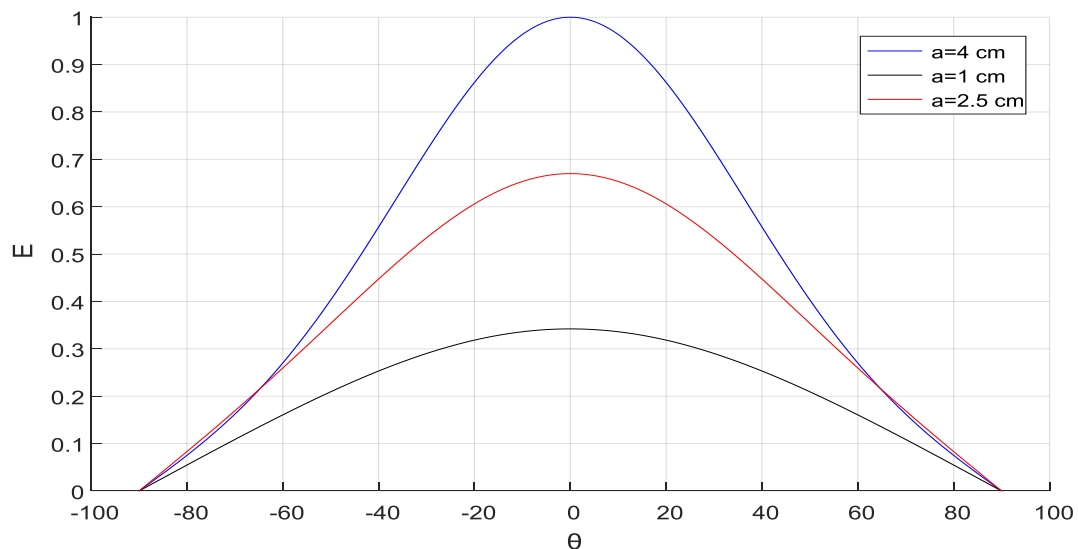


Figure III. 4: la variation du champ rayonné en fonction de la longueur du patch dans le plans  $\varphi = 0$  pour  $TM_{01}$

$b=0.5\text{cm}$ ,  $d=0.2\text{cm}$ , et  $\epsilon_r=10$

$a=1\text{cm}$   $f_r=9.5\text{GHz}$

$a=2.5\text{cm}$   $f_r=9.28\text{GHz}$

$a=4\text{cm}$   $f_r=9\text{GHz}$

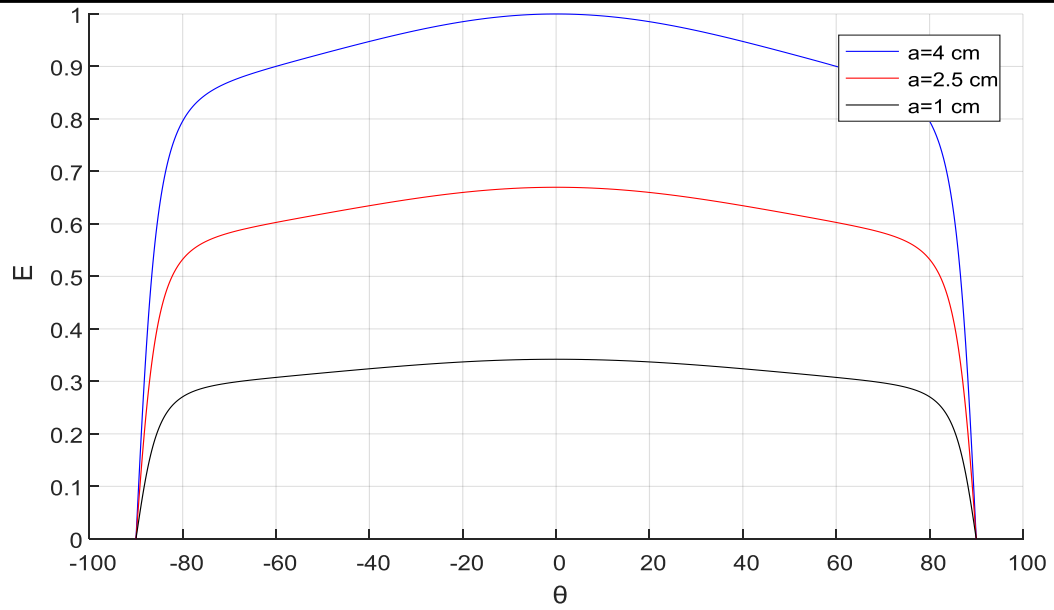


Figure III. 5: la variation du champ rayonné en fonction de la longueur du patch dans le plans  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  pour  $TM_{01}$

$b=0.5\text{cm}$ ,  $d=0.2\text{cm}$ , et  $\epsilon_r=10$

$a=1\text{cm}$   $f_r=9.5\text{GHz}$

$a=2.5\text{cm}$   $f_r=9.28\text{GHz}$

$a=4\text{cm}$   $f_r=9\text{GHz}$

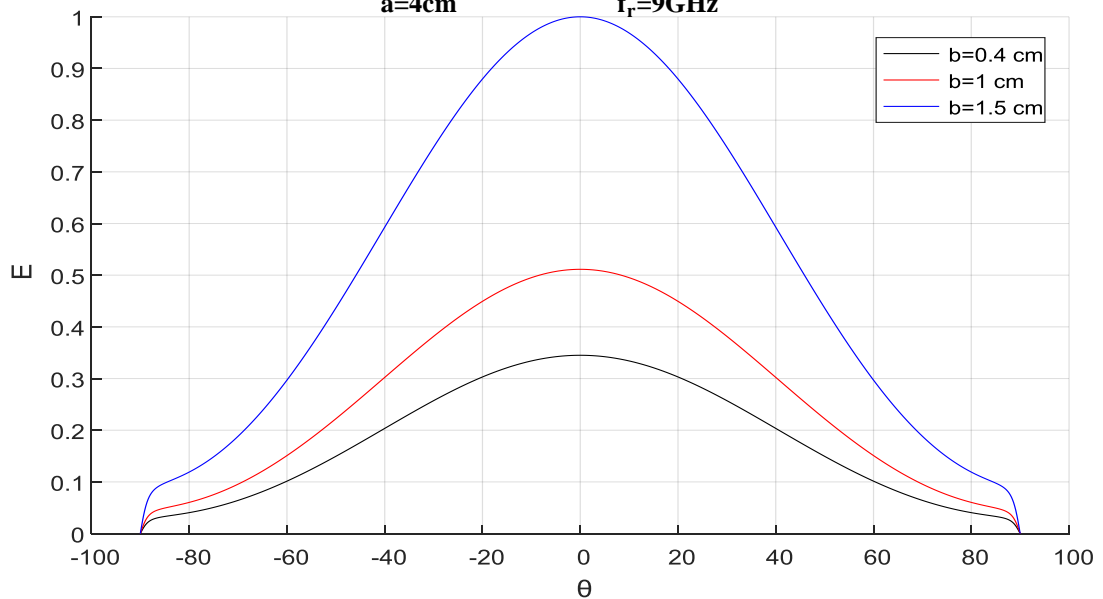


Figure III. 6: la variation du champ rayonné en fonction de la largeur du patch dans le plans  $\varphi = 0$  pour  $TM_{10}$

$a=2\text{cm}$ ,  $d=0.2\text{cm}$ , et  $\epsilon_r=1$

$b=0.4\text{cm}$   $f_r=7.5\text{GHz}$

$b=1\text{cm}$   $f_r=7.22\text{GHz}$

$b=1.5\text{cm}$   $f_r=7\text{GHz}$

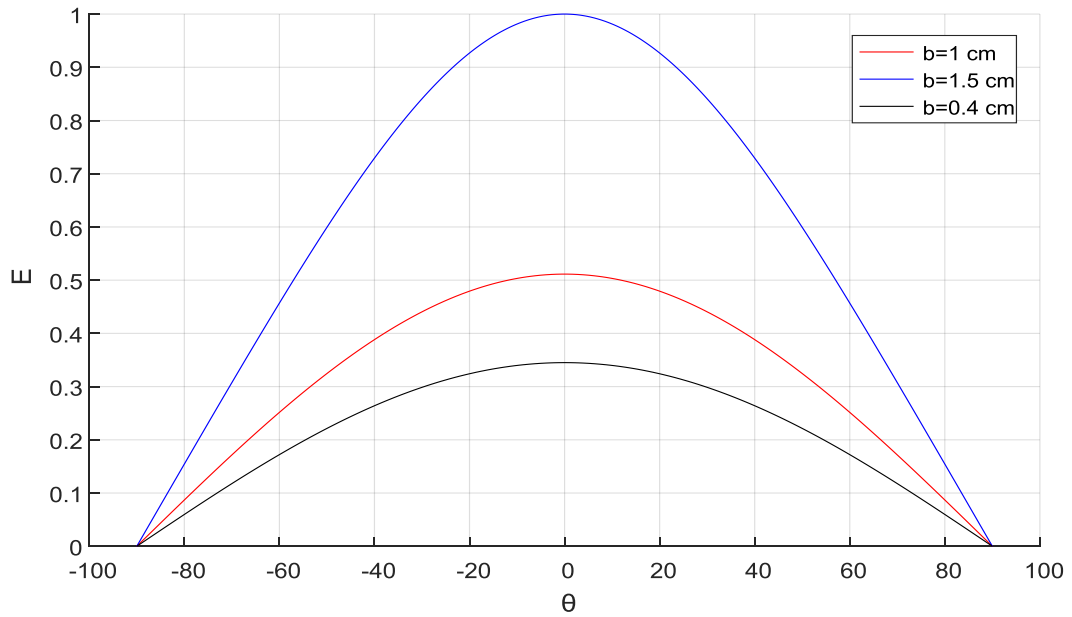


Figure III. 7: la variation du champ rayonné en fonction de la largeur du patch dans le plans  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  pour  $TM_{10}$

$a=2\text{cm}$ ,  $d=0.2\text{cm}$ , et  $\epsilon_r=1$

$b=0.4\text{cm}$        $f_r=7.5\text{GHz}$

$b=1\text{cm}$        $f_r=7.22\text{GHz}$

$b=1.5\text{cm}$        $f_r=7\text{GHz}$

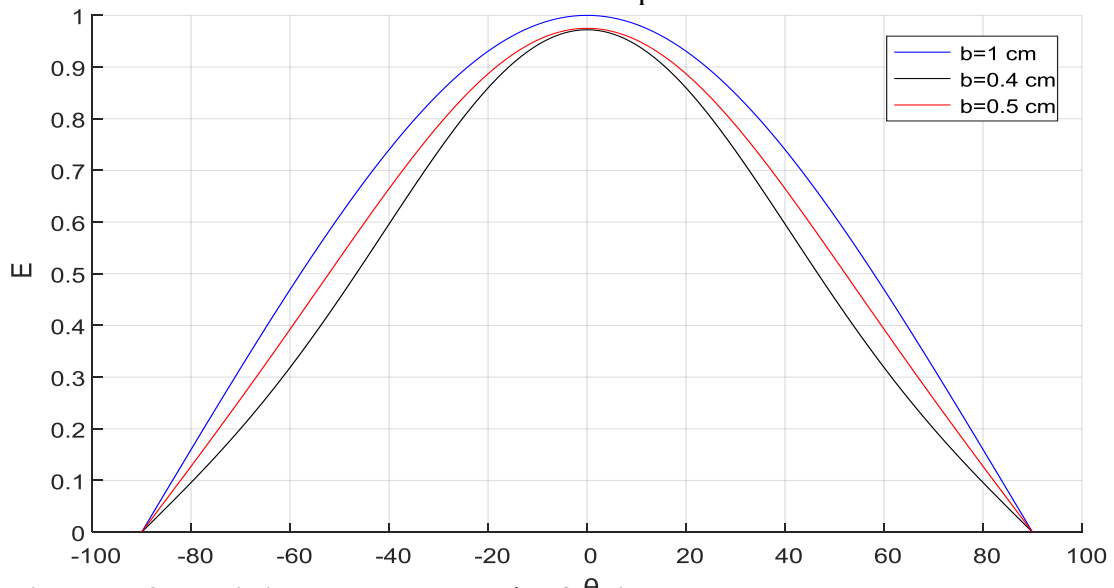


Figure III. 8: la variation du champ rayonné en fonction de la largeur du patch dans le plans  $\varphi = 0$  pour  $TM_{01}$

$a=1\text{cm}$ ,  $d=0.5\text{cm}$ , et  $\epsilon_r=10$

$b=0.4\text{cm}$        $f_r=12\text{GHz}$

$b=0.5\text{cm}$        $f_r=11.72\text{GHz}$

$b=1\text{cm}$        $f_r=11.5\text{GHz}$



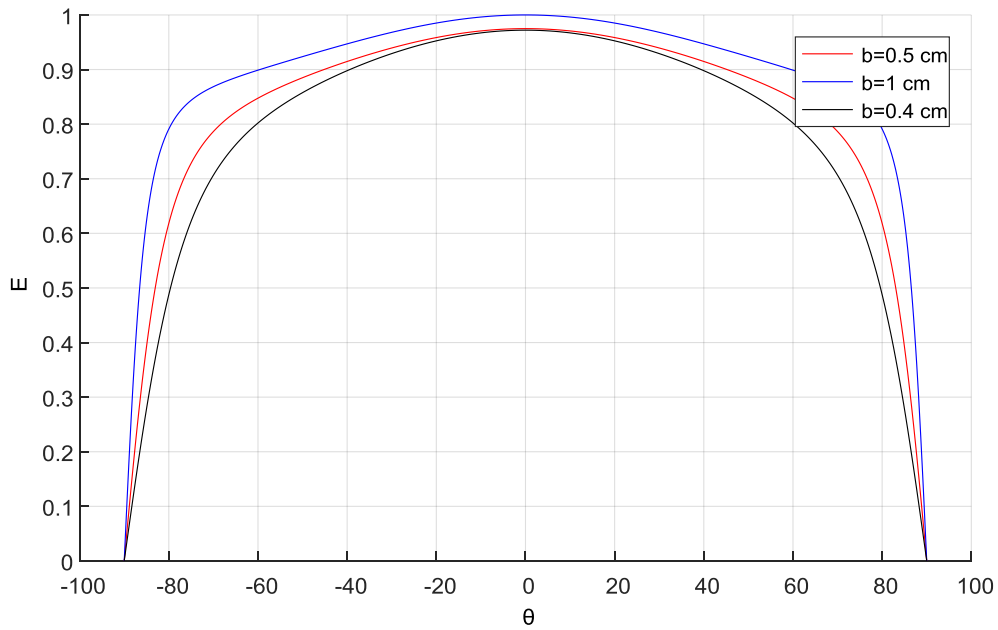


Figure III. 9: la variation du champ rayonné en fonction de la largeur du patch dans le plans  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  pour  $TM_{01}$

$a=1\text{cm}$ ,  $d=0,5\text{cm}$ , et  $\epsilon_r=10$

$b=0.4\text{cm}$   $f_r=12\text{GHz}$

$b=0.5\text{cm}$   $f_r=11.72\text{GHz}$

$b=1\text{cm}$   $f_r=11.5\text{GHz}$

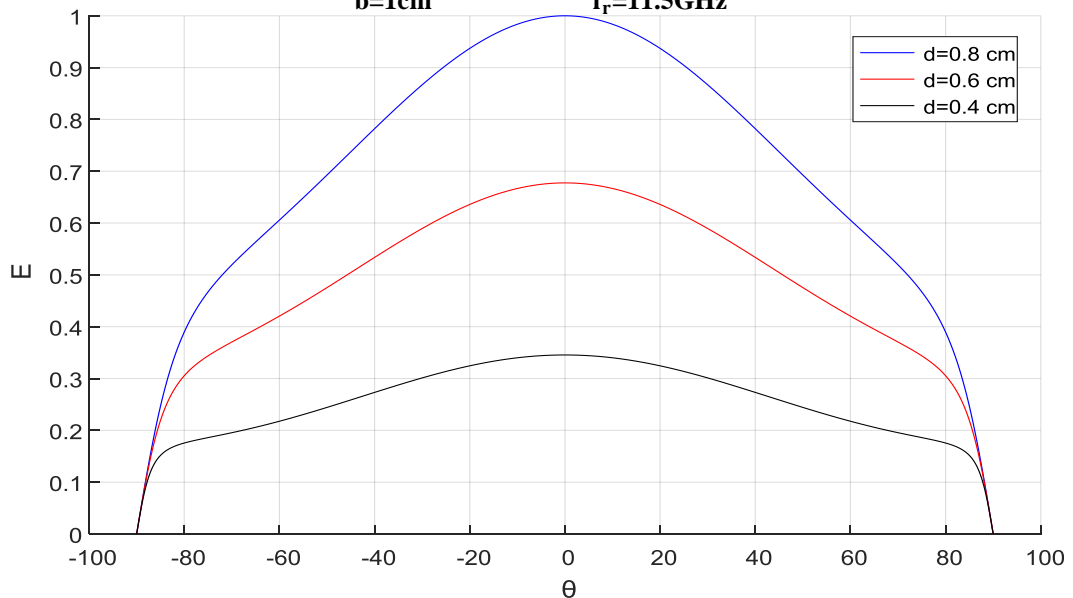


Figure III. 10: la variation du champ rayonné en fonction de l'épaisseur du substrat dans le plans  $\varphi = 0$  pour  $TM_{10}$

$a=3.5\text{cm}$ ,  $b=2.5\text{cm}$ , et  $\epsilon_r=2$

$d=0.4\text{cm}$   $f_r=3\text{GHz}$

$d=0.6\text{cm}$   $f_r=2.78\text{GHz}$

$d=0.8\text{cm}$   $f_r=2.5\text{GHz}$

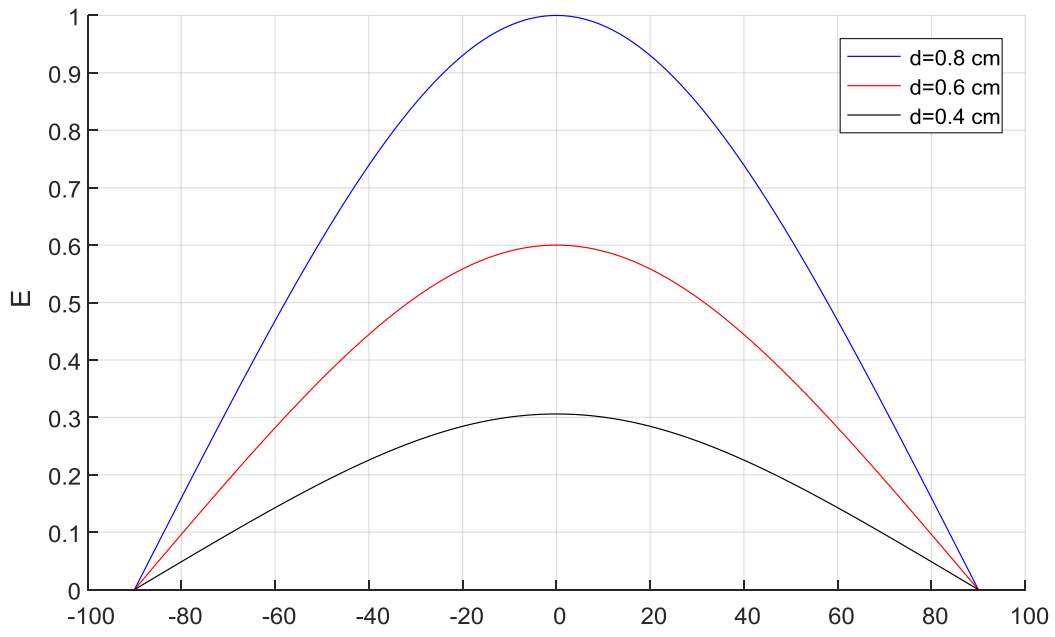


Figure III. 11 :la variation du champ rayonné en fonction de l'épaisseur du substrat dans le plans  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  pour  $TM_{10}$

$a=3.5\text{cm}$ ,  $b=2.5\text{cm}$ , et  $\epsilon_r=2$

$d=0.4\text{cm}$   $f_r=3\text{GHz}$

$d=0.6\text{cm}$   $f_r=2.78\text{GHz}$

$d=0.8\text{cm}$   $f_r=2.5\text{GHz}$

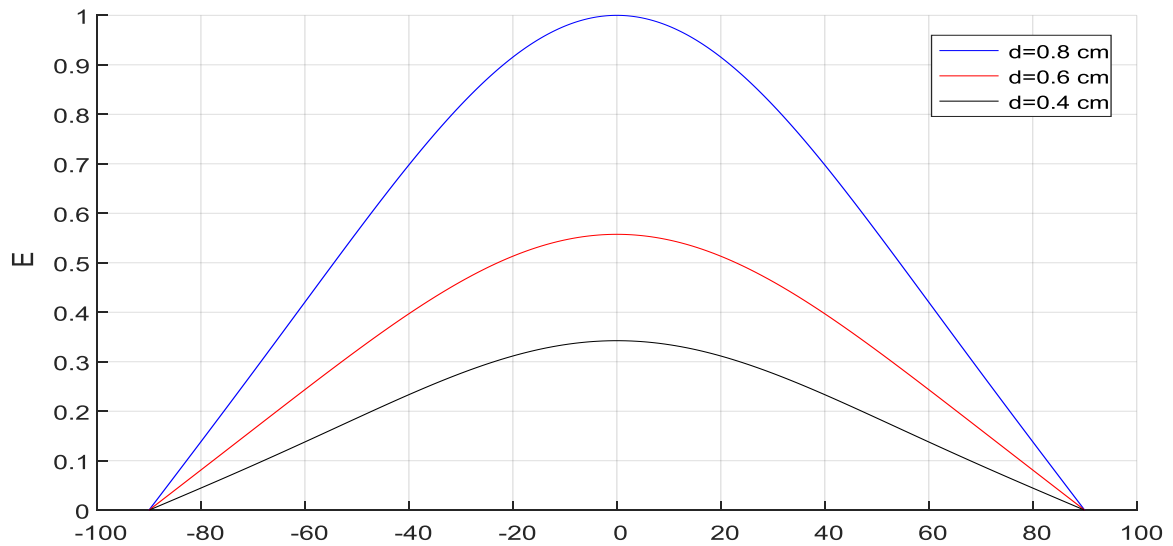


Figure III. 12:la variation du champ rayonné en fonction de l'épaisseur du substrat dans le plans  $\varphi = 0$  pour  $TM_{01}$

$a=3.5\text{cm}$ ,  $b=2.5\text{cm}$ , et  $\epsilon_r=2$

$d=0.4\text{cm}$   $f_r=11\text{GHz}$

$d=0.6\text{cm}$   $f_r=10.78\text{GHz}$

$d=0.8\text{cm}$   $f_r=10.5\text{GHz}$

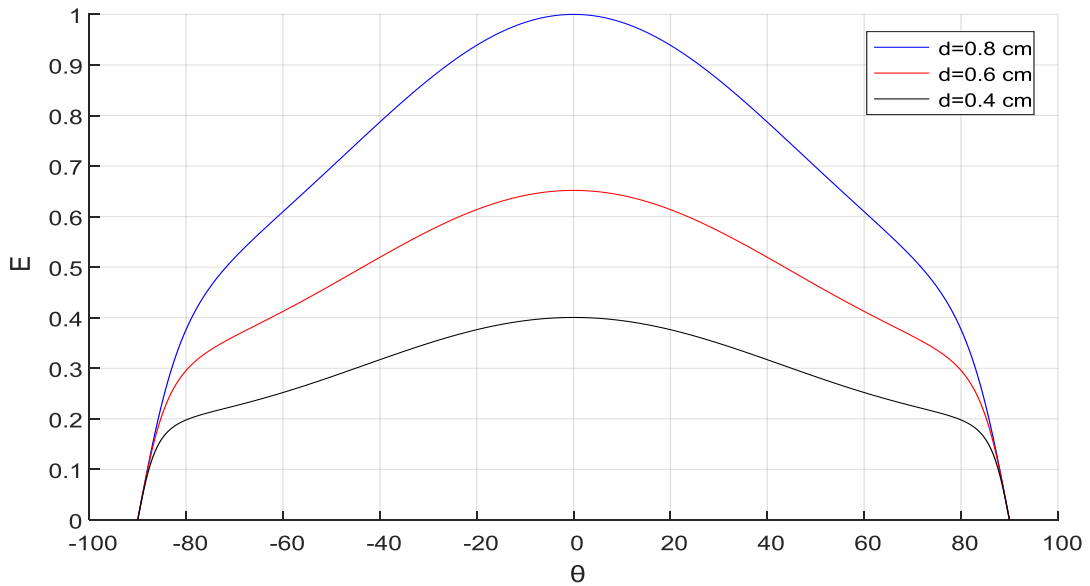


Figure III. 13: la variation du champ rayonné en fonction de l'épaisseur du substrat dans le plans  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  pour  $TM_{01}$

$a=3.5\text{cm}$ ,  $b=2.5\text{cm}$ , et  $\epsilon_r=2$

$d=0.4\text{cm}$   $f_r=11\text{GHz}$

$d=0.6\text{cm}$   $f_r=10.78\text{GHz}$

$d=0.8\text{cm}$   $f_r=10.5\text{GHz}$

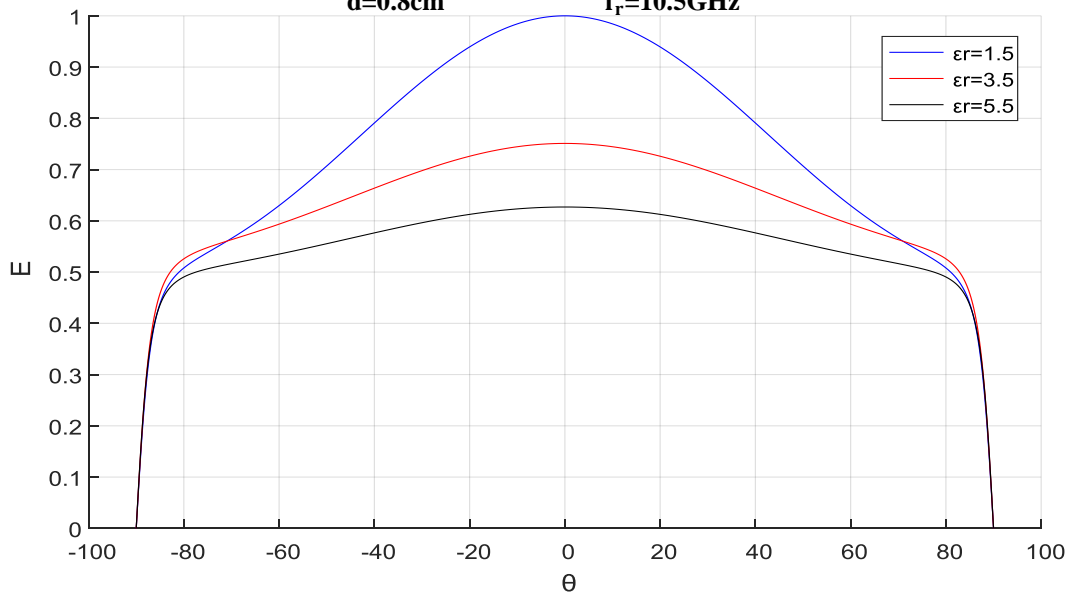


Figure III. 14 : la variation du champ rayonné en fonction de la permittivité de substrat dans le plans  $\varphi = 0$  pour  $TM_{10}$

$a=3\text{cm}$ ,  $b=2\text{cm}$ , et  $d=0,1\text{cm}$

$\epsilon_r=1.5$   $f_r=4\text{GHz}$

$\epsilon_r=3.5$   $f_r=3.78\text{GHz}$

$\epsilon_r=5.5$   $f_r=3.5\text{GHz}$

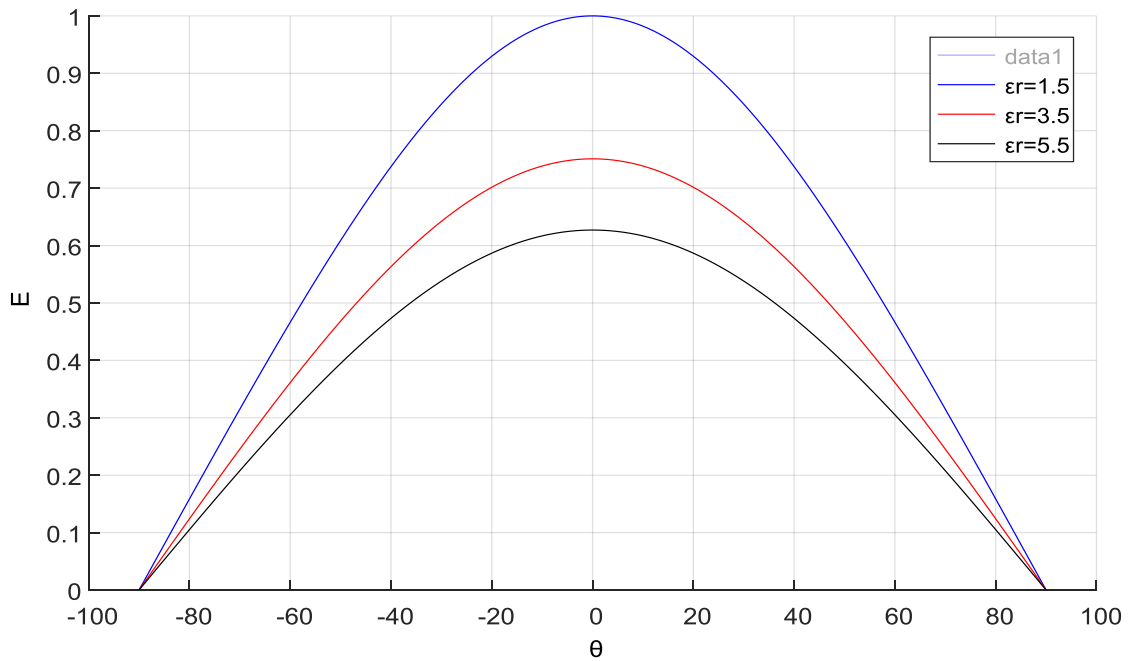


Figure III. 15: la variation du champ rayonné en fonction de la permittivité de substrat dans le plans  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  pour  $TM_{10}$

$a=3\text{cm}$ ,  $b=2\text{cm}$ , et  $d=0,1\text{cm}$

$\epsilon_r=1.5$                        $f_r=4\text{GHz}$

$\epsilon_r=3.5$                        $f_r=3.78\text{GHz}$

$\epsilon_r=5.5$                        $f_r=3.5\text{GHz}$

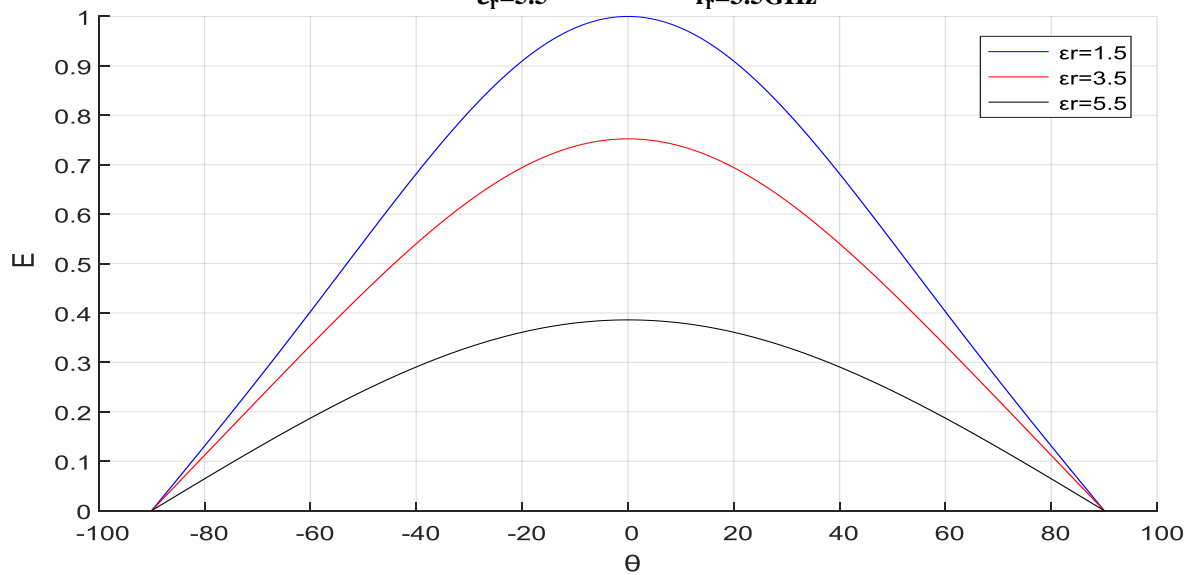


Figure III. 16: la variation du champ rayonné en fonction de la permittivité de substrat dans le plans  $\varphi = 0$  pour  $TM_{01}$

$a=3\text{cm}$ ,  $b=2\text{cm}$ , et  $d=0,1\text{cm}$

$\epsilon_r=1.5$                        $f_r=6\text{GHz}$

$\epsilon_r=3.5$                        $f_r=5.72\text{GHz}$

$\epsilon_r=5.5$                        $f_r=5.5\text{GHz}$

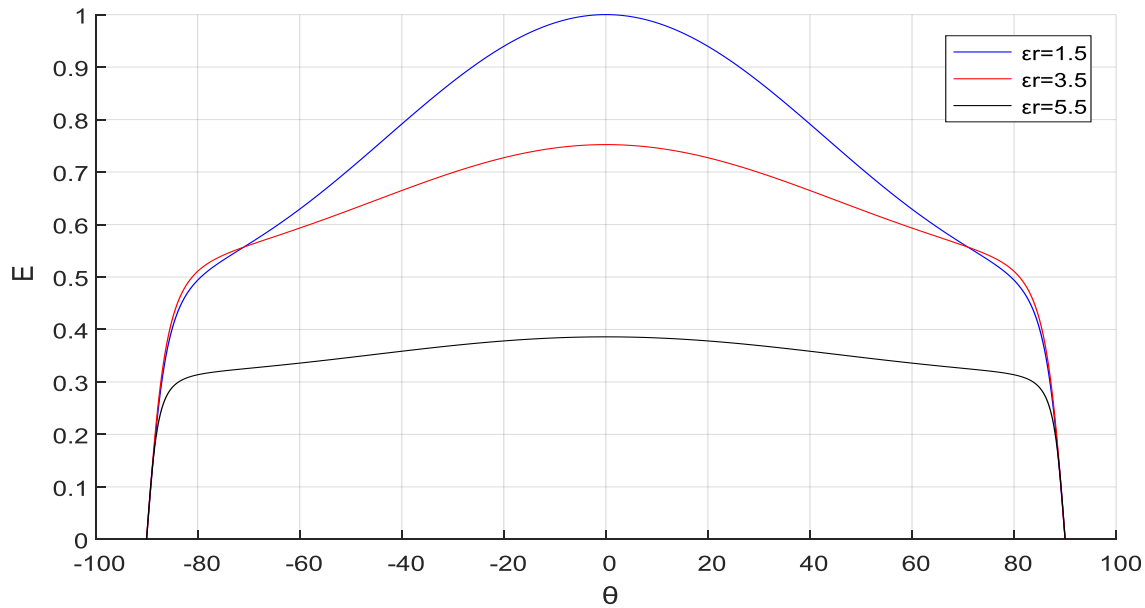


Figure III. 17: la variation du champ rayonné en fonction de la permittivité du substrat dans le plans  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  pour  $TM_{01}$

$a=3\text{cm}$ ,  $b=2\text{cm}$ , et  $d=0,1\text{cm}$

$\epsilon_r=1.5$                        $f_r=6\text{GHz}$

$\epsilon_r=3.5$                        $f_r=5.72\text{GHz}$

$\epsilon_r=5.5$                        $f_r=5.5\text{GHz}$

### III.3.Comparaison entre le rayonnement des deux premiers Modes Fondamentaux :

Les figures [(III.18)-(III.19)] montrent la comparaison du rayonnement des deux modes Fondamentaux dans les deux plans  $\varphi = 0$  et  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ , les structures ont une longueur de  $a=1.5\text{cm}$ , et une largeur de  $b=0.5\text{cm}$ , avec un substrat d'épaisseur de  $d=0.3\text{cm}$ , et une permittivité de  $\epsilon_r=4.5$ .

On remarque que le deuxième mode  $TM_{01}$  rayonne d'une façon très efficace comparativement au premier mode  $TM_{10}$ .

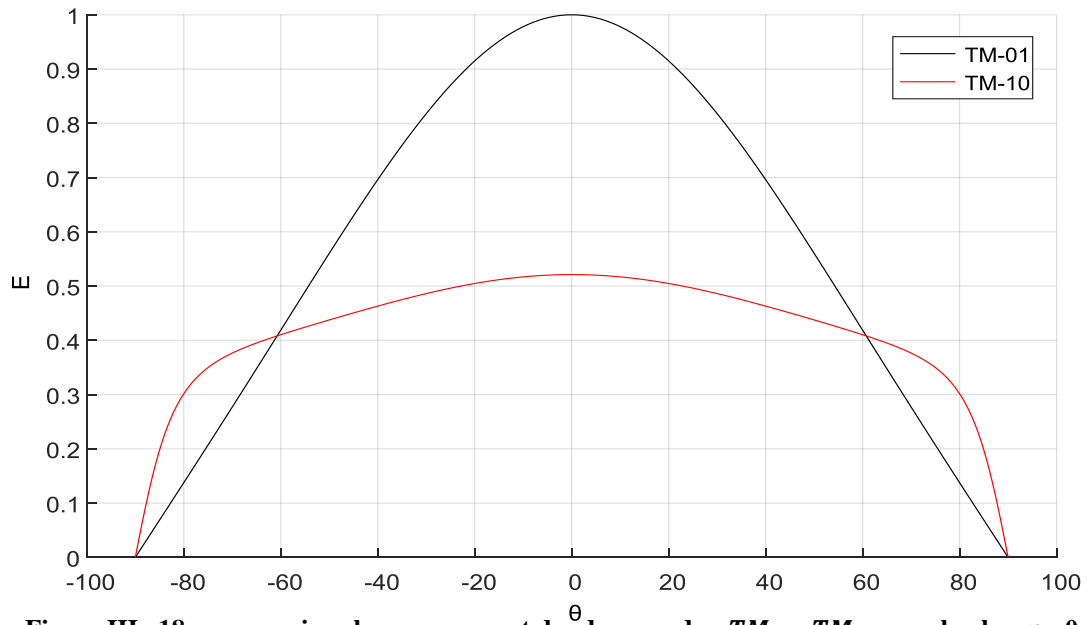


Figure III. 18: comparaison le rayonnement des deux modes  $TM_{01}$ ,  $TM_{10}$  avec le plan  $\varphi = 0$

$a=1.5\text{cm}$ ,  $b=0.5\text{cm}$ ,  $d=0.3\text{cm}$ ,  $\epsilon_r=4.5$ ,  $f_r(TM_{10})=4.7\text{GHz}$ ,  $f_r(TM_{01})=10\text{GHz}$

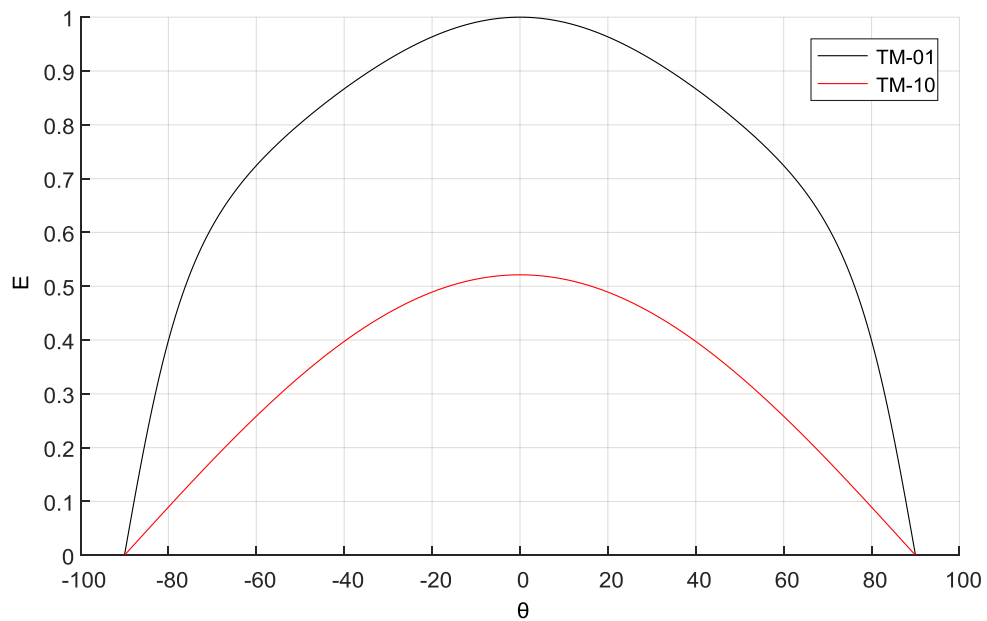


Figure III. 19: comparaison le rayonnement des deux modes  $TM_{01}$ ,  $TM_{10}$  avec le plan  $\varphi = \frac{\pi}{2}$

$a=1.5\text{cm}$ ,  $b=0.5\text{cm}$ ,  $d=0.3\text{cm}$ ,  $\epsilon_r=4.5$ ,  $f_r(TM_{10})=4.7\text{GHz}$ ,  $f_r(TM_{01})=10\text{GHz}$

### III.4. Conclusion :

Dans ce chapitre on a essayé de présenter les résultats de l'influence de la longueur et la largeur du patch, ainsi que l'influence de l'épaisseur et la permittivité du substrat sur le rayonnement de l'antenne.

On a terminé ce chapitre par une comparaison entre le rayonnement des deux premiers modes fondamentaux  $TM_{10}$  et  $TM_{01}$ .

**Conclusion générale**



### Conclusion générale :

L'étude rapportée dans notre travail était de caractériser une antenne microbande de forme rectangulaire et discuter son rayonnement en zone lointaine.

L'application d'une méthode basée sur l'équation intégrale du champ électrique dans le domaine spectral résolue par la méthode des moments procédure de Galerkin permet une caractérisation plus rigoureuse de l'antenne.

On a présenté dans le premier chapitre une étude générale sur les antennes microbande, leurs différents types d'alimentation ainsi que leurs propriétés et leurs domaines d'utilisations.

Dans le deuxième chapitre, une méthode efficace a été utilisée pour dériver le tenseur spectral de Green dans le domaine des transformées vectorielles de Fourier, ce dernier regroupe toutes les informations concernant la géométrie de la structure à étudier. Une manipulation des grandeurs électromagnétiques dans le plan (TM, TE) nous a permis de diagonaliser le tenseur de Green, ce qui constitue un grand avantage pour la simplification de l'analyse des structures à étudier. Ensuite, l'équation intégrale du champ électrique, basée sur les problèmes aux limites des grandeurs électromagnétiques de la structure à été formulé. La méthode des Moments/ procédure de Galerkin nous a permis par la suite de résoudre l'équation intégrale pour arriver à un système d'équation homogène à partir desquelles nous calculons la fréquence de résonance, le facteur de qualité et la bande passante.

Le théorème de la phase stationnaire nous a permis d'obtenir le champ rayonné en zone lointaine.

Dans le dernier chapitre l'effet des différents paramètres de l'antenne microbande sur son rayonnement à été étudié.

Les principaux résultats de ce mémoire sont :

- Le rayonnement du premier (deuxième) mode demeure important pour les angles proches de l'horizontale dans le plan  $\varphi = 0$  ( $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ).
- La longueur (largeur) du patch influe beaucoup sur le rayonnement du deuxième (premier) mode.
- La réduction dans l'épaisseur du substrat se traduit par une diminution du champ rayonné.

## Conclusion générale

---

- L'augmentation de la constante diélectrique du substrat a pour effet de rendre le champ rayonné moins important.
- Le mode  $TM_{01}$  rayonne d'une façon très efficace comparativement au mode  $TM_{10}$ .

# **Annexes**

## ANNEXES

### Annexe A :

#### Démonstration de la relation suivante:

$$\begin{cases} \left( \frac{\partial f}{\partial x} \right) = i \cdot k_x \cdot \tilde{f} \\ \left( \frac{\partial f}{\partial y} \right) = i \cdot k_y \cdot \tilde{f} \end{cases} \quad (a - 1)$$

pour démontrer l'équation (a-1) on utilise la transformée vectorielle de Fourier :

$$\tilde{\tilde{A}}(k_x, k_y, z) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \bar{A}(x, y, z) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy$$

$$\bar{A}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\tilde{A}}(k_x, k_y, z) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y$$

$$f(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(k_x, k_y, z) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y$$

$$\frac{\partial f(x, y, z)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(k_x, k_y, z) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \right)$$

$$\frac{\partial f(x, y, z)}{\partial x} = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(k_x, k_y, z) \cdot \left( \frac{\partial \cdot e^{i(k_x x + k_y y)}}{\partial x} \right) dk_x dk_y$$

$$\frac{\partial f(x, y, z)}{\partial x} = \frac{i k_x}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(k_x, k_y, z) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y$$

$$\frac{\partial f(x, y, z)}{\partial x} = i k_x f(x, y, z)$$

$$\left( \frac{\partial f}{\partial x} \right) = i k_x \tilde{f}$$

De même qu'on peut démontrer la relation:  $\left( \frac{\partial f}{\partial x} \right) = i \cdot k_y \cdot \tilde{f}$

### Annexe B :

#### Démonstration de $\bar{A}, \bar{B}, \bar{g}$ :

$$\bar{e}(k_s, z) = \bar{A} e^{-i k_z z} + \bar{B} e^{i k_z z} \quad (20)$$

$$\bar{h}(k_s, z) = \bar{g}(k_s) \left[ \bar{A} e^{-i k_z z} - \bar{B} e^{i k_z z} \right] \quad (21)$$

$$\tilde{E}_z = A_1 e^{-i k_z z} + B_1 e^{i k_z z} \quad (19-a)$$

$$\tilde{H}_z = A_2 e^{-i k_z z} + B_2 e^{i k_z z} \quad (19-b)$$

$$\bar{\mathbf{e}} = \begin{bmatrix} \mathbf{e}^e \\ \mathbf{e}^h \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{i}{k_s} \frac{\partial \bar{\mathbf{E}}_z}{\partial z} \\ \frac{\omega\mu}{k_s} \bar{\mathbf{H}}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{i}{k_s} (-ik_z A_1 e^{-ik_z z} + ik_z B_1 e^{ik_z z}) \\ \frac{\omega\mu}{k_s} (A_2 e^{-ik_z z} + B_2 e^{ik_z z}) \end{bmatrix}$$

$$\bar{\mathbf{e}} = \begin{bmatrix} \frac{A_1 k_z}{k_s} \\ \frac{\omega\mu A_2}{k_s} \end{bmatrix} \cdot e^{-ik_z z} + \begin{bmatrix} \frac{-B_1 k_z}{k_s} \\ \frac{\omega\mu B_2}{k_s} \end{bmatrix} \cdot e^{ik_z z} \quad (\text{b-1})$$

$$\bar{\mathbf{h}} = \begin{bmatrix} \mathbf{h}^e \\ \mathbf{h}^h \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\omega\varepsilon}{k_s} \bar{\mathbf{E}}_z \\ \frac{i}{k_s} \frac{\partial \bar{\mathbf{H}}_z}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\omega\varepsilon}{k_s} (A_1 e^{-ik_z z} + B_1 e^{ik_z z}) \\ \frac{\omega\mu}{k_s} (-ik_z A_1 e^{-ik_z z} + ik_z B_1 e^{ik_z z}) \end{bmatrix}$$

$$\bar{\mathbf{h}} = \begin{bmatrix} \frac{\omega\varepsilon A_1}{k_s} \\ \frac{k_z A_2}{k_s} \end{bmatrix} \cdot e^{-ik_z z} + \begin{bmatrix} \frac{\omega\varepsilon B_1}{k_s} \\ \frac{-k_z B_2}{k_s} \end{bmatrix} \cdot e^{ik_z z} = \begin{bmatrix} \frac{\omega\varepsilon A_1 k_z}{k_z k_s} \\ \frac{k_z \mu\omega A_2}{\mu\omega k_s} \end{bmatrix} \cdot e^{-ik_z z} - \begin{bmatrix} \frac{\omega\varepsilon (-k_z B_1)}{k_s k_s} \\ \frac{k_z \mu\omega B_2}{\mu\omega k_s} \end{bmatrix} \cdot e^{ik_z z}$$

$$\bar{\mathbf{h}} = \begin{bmatrix} \frac{\omega\varepsilon}{k_z} & 0 \\ 0 & \frac{k_z}{\omega\mu} \end{bmatrix} \cdot \left( \begin{bmatrix} \frac{A_1 k_z}{k_s} \\ \frac{\omega\mu A_2}{k_s} \end{bmatrix} \cdot e^{-ik_z z} - \begin{bmatrix} \frac{-B_1 k_z}{k_s} \\ \frac{\omega\mu B_2}{k_s} \end{bmatrix} \cdot e^{ik_z z} \right) \quad (\text{b-2})$$

D'après (b-1) et (b-2) on constate que:

$$\bar{\mathbf{A}} = \begin{bmatrix} \frac{A_1 k_z}{k_s} \\ \frac{\omega\mu A_2}{k_s} \end{bmatrix}, \bar{\mathbf{B}} = \begin{bmatrix} \frac{-B_1 k_z}{k_s} \\ \frac{\omega\mu B_2}{k_s} \end{bmatrix} \text{ et } \bar{\mathbf{g}} = \begin{bmatrix} \frac{\omega\varepsilon}{k_z} & 0 \\ 0 & \frac{k_z}{\omega\mu} \end{bmatrix}$$

## Annexe C :

### Détermination de la matrice $\bar{\mathbf{T}}$ :

$$\begin{bmatrix} \bar{\mathbf{e}}_j(k_s, z_j^-) \\ \bar{\mathbf{h}}_j(k_s, z_j^-) \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{T}}_j \begin{bmatrix} \bar{\mathbf{e}}_j(\bar{\mathbf{e}}_j, z_{j-1}^+) \\ \bar{\mathbf{h}}_j(k_s, z_{j-1}^-) \end{bmatrix}$$

$$\bar{\mathbf{T}} = \begin{bmatrix} \bar{\mathbf{T}}^{11} & \bar{\mathbf{T}}^{12} \\ \bar{\mathbf{T}}^{21} & \bar{\mathbf{T}}^{22} \end{bmatrix}$$

On sait que:

$$\begin{cases} \bar{\mathbf{e}}_j(k_s, z_j^-) = \bar{\mathbf{A}} e^{-ik_z z_j^-} + \bar{\mathbf{B}} e^{ik_z z_j^-} & (\text{c-1}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \bar{\mathbf{h}}_j(k_s, z_j^-) = \bar{\mathbf{g}}(k_s) [\bar{\mathbf{A}} e^{-ik_z z_j^-} - \bar{\mathbf{B}} e^{ik_z z_j^-}] & (\text{c-2}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \bar{\mathbf{e}}_j(k_s, z_{j-1}^+) = \bar{\mathbf{A}} e^{-ik_z z_{j-1}^+} + \bar{\mathbf{B}} e^{ik_z z_{j-1}^+} & (\text{c-3}) \\ \bar{\mathbf{h}}_j(k_s, z_{j-1}^+) = \bar{\mathbf{g}}(k_s) [\bar{\mathbf{A}} e^{-ik_z z_{j-1}^+} - \bar{\mathbf{B}} e^{ik_z z_{j-1}^+}] & (\text{c-4}) \end{cases}$$

$$(\text{c-4}) \Leftrightarrow [\bar{\mathbf{A}} e^{-ik_z z_{j-1}^+} - \bar{\mathbf{B}} e^{ik_z z_{j-1}^+}] = \bar{\mathbf{g}}^{-1}(k_s) \bar{\mathbf{h}}_j(k_s, z_{j-1}^+) \quad (\text{c-5})$$

$$(c-3)-(c-5) \Leftrightarrow \bar{A} = \frac{1}{2} \bar{g}^{-1}(k_s) \bar{h}_j(k_s, z_{j-1}^+) e^{ik_z z_{j-1}^+} + \frac{1}{2} \bar{e}_j(k_s, z_{j-1}^+) e^{ik_z z_{j-1}^+} \quad (c-6)$$

$$(c-3) \Leftrightarrow \bar{B} = \frac{1}{2} \bar{e}_j(k_s, z_{j-1}^+) e^{ik_z z_{j-1}^+} - \frac{1}{2} [\bar{g}(k_s)]^{-1} \bar{h}_j(k_s, z_{j-1}^+) e^{ik_z z_{j-1}^+} \quad (c-7)$$

(c-6) et (c-7) dans (c-1) donne:

En tenant compte:  $z_j^- - z_{j-1}^+ = d_j$

$$\bar{e}_j(k_s, z_j^-) = \frac{1}{2} (e^{-ik_z d_j} + e^{ik_z d_j}) \bar{e}_j(k_s, z_{j-1}^+) - \frac{1}{2} [\bar{g}(k_s)]^{-1} (e^{ik_z d_j} + e^{-ik_z d_j}) \bar{h}_j(k_s, z_{j-1}^+)$$

$$\bar{e}_j(k_s, z_j^-) = \frac{1}{2} \cos(k_z d_j) \bar{e}_j(k_s, z_{j-1}^+) - i \frac{1}{2} [\bar{g}(k_s)]^{-1} \sin(k_z d_j) \bar{h}_j(k_s, z_{j-1}^+)$$

Donc:

$$\bar{T}_{11} = \begin{bmatrix} \cos(k_z d_j) & 0 \\ 0 & \cos(k_z d_j) \end{bmatrix}$$

$$\text{Et } \bar{T}_{12} = \begin{bmatrix} \frac{-ik_z}{\omega \varepsilon_j} \sin(k_z d_j) & 0 \\ 0 & \frac{-i\omega \mu_j}{k_{zj}} \sin(k_z d_j) \end{bmatrix}$$

Demême en remplaçant (c-6) et (c-7) dans (c-2) on obtient :

$$\bar{T}_{21} = -i \sin(k_z d_j) \bar{g}_j = \begin{bmatrix} -i \frac{\omega \varepsilon_j}{k_{zj}} \sin(k_{zj} d_j) & 0 \\ 0 & -i \frac{k_{zj}}{\omega \mu_j} \sin(k_{zj} d_j) \end{bmatrix}$$

$$\bar{T}_{22} = \begin{bmatrix} \cos(k_z d_j) & 0 \\ 0 & \cos(k_z d_j) \end{bmatrix}$$