

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MENTOURI-CONSTANTINE

FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

N° d'ordre :
Série :

Mémoire

Présenté pour obtenir le diplôme de Magister en Electronique

OPTION: Micro-ondes

Par:

CHOUTI LEILA

THEME

*Contribution à l'étude d'antennes imprimées
rectangulaires double bande et multi
bandes tenant compte de l'effet de couplage*

Devant le Jury :

Président : Mr. Riabi Mohamed Lahdi

Prof. U. Constantine

Rapporteur : Mr. Benghalia Abdelmadjid

Prof. U. Constantine

Examineurs : Mme. Lassoued Saida

Prof. U. Constantine

Mr. Chaabi Abdelhafid

Prof. U. Constantine



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MENTOURI-CONSTANTINE

FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

N° d'ordre :
Série :

Mémoire

Présenté pour obtenir le diplôme de Magister en Electronique

OPTION: Micro-ondes

Par:

CHOUTI LEILA

THEME

*Contribution à l'étude d'antennes imprimées
rectangulaires double bande et multi
bandes tenant compte de l'effet de couplage*

Devant le Jury :

Président : Mr. Riabi Mohamed Lahdi

Prof. U. Constantine

Rapporteur : Mr. Benghalia Abdelmadjid

Prof. U. Constantine

Examineurs : Mme. Lassoued Saida

Prof. U. Constantine

Mr. Chaabi Abdelhafid

Prof. U. Constantine

Soutenu le : 13/01/2009

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord **DIEU** pour le peu de savoir que j'ai acquis.

Je voudrais très sincèrement remercier le professeur Monsieur **Benghalia Abdelmadjid**, mon directeur de recherche pour la confiance qu'il m'a manifestée tout au long de ma recherche, ainsi que pour sa disponibilité en toute heure .

Je remercie Monsieur Mohamed Lahdi Raibi, Professeur à l'Université de Constantine d'avoir accepté de présider le jury.

*J'*adresse mes remerciements à Mme Saida Lassoued, Professeur à l'Université de Constantine et Monsieur Abdeeladif Chaabi, Professeur à l'Université de Constantine, pour avoir accepté de juger ce travail.

*J'*adresse mes très sincères remerciements à Melle Abla Zaaboub et Monsieur Moustafa Ghanai pour leur aide précieuse et Monsieur Rida Samouma pour leur soutien moral et leur encouragement tout au long de ce travail.

Je tiens à remercier également Mme Aissaoui Chafika, pour sa collaboration et pour m'avoir fait profiter de son expérience et ses conseils, et Monsieur Tarek Fortaki, pour la qualité de nombreuses remarques et suggestions qu'il m'a donné.

Je tiens aussi à remercier les gens du laboratoire, pour leur aide et leurs judicieux conseils.

Dédicaces

A mes chers parents.

A mon frère.

A mes sœurs.

A Mohamed Iskander.

A Ouarda.

A mes amis.

SOMMAIRE

Page de titre.
Remerciements.
Sommaire.

Introduction générale.....2

Chapitre I : Généralités sur les antennes imprimées

I. 1. Introduction.....	5
I. 2. Description des antennes microbandes	5
I. 3. Mécanismes de rayonnement de l'antenne patch rectangulaire.....	6
I. 4. Polarisation de l'antenne.....	7
I. 5. Avantages et inconvénients des antennes.....	7
I. 6. Alimentation des antennes plaquées.....	8
I. 6. 2. 1. Alimentation directe par une ligne micro ruban.....	8
I. 6. 2. 2. Alimentation coaxiale.....	10
I. 6. 2. 3. Alimentation couplée par ouverture.....	10
I. 6. 2. 4. Alimentation Couplée Par Proximité.....	11
I. 7. Type de réseaux d'antennes.....	12
I. 8. Quelques méthodes numériques.....	13
I. 8. 1. La méthode des éléments finis	14
I. 8. 2. La méthode des différences finies.....	14
I. 8. 3. La méthode TLM.....	15
I. 8. 4. La méthode des moments.....	20

Chapitre II : Mise en équations d'une antenne patch rectangulaire

II. 1. Introduction.....	22
II. 2. Les équations caractéristiques de l'antenne.....	22
II. 2. 1. Détermination du tenseur spectral de Green.....	22
II. 2. 2. L'équation intégrale du champ électrique.....	35
II. 2. 3. Résolution des équations intégrales par la méthode des moments	

«Galerkin ».....	36
II. 2. 4. la fréquence et la bande passante.....	38
II. 2. 5. Choix des fonctions de base.....	39
II.3. Conclusion.....	39

Chapitre III : Couplage entre les antennes patch rectangulaire

III.1. Introduction.....	41
III. 2. Couplage entre les antennes imprimées.....	41
III. 3. Définition du couplage dans le plan E et le plan H.....	42
III. 4. Contribution à la modélisation du couplage	43
III. 4. 1. L'équation matricielle.....	43
III. 4. 2. Modélisation par la méthode analytique.....	44
III. 4. 3. Modélisation par la méthode numérique.....	47
III. 5. Diagramme de rayonnement.....	51
III. 5. 1. Cas d'un réseau à deux sources	51
III. 5. 2. Cas d'un réseau d'antenne à N sources.....	51
III. 6. Conclusion.....	53

Chapitre IV : Résultats numériques et discussions

IV. 1. Introduction	55
IV. 2. Résultats numériques	55
IV. 2. 1. Fréquence de résonance et bande passante.....	55
IV. 2. 2. Influence de nombre d'antenne sur le champ rayonné.....	61
IV. 2. 3. Effet de variation de la distance entre les éléments rayonnants.....	66
IV. 2. 4. Influence de la permittivité sur l'impédance mutuelle.....	68
IV. 2. 5. Effet de variation du paramètre physique de l'antenne plaque sur l'impédance mutuelle et sur le paramètre S_{12}	73
IV. 2. 6. Influence de la distance entre les éléments rayonnants sur le champ rayonné	77
IV. 3. Conclusion	78

Conclusion générale.....	80
---------------------------------	-----------

Annexe

Bibliographie

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Plusieurs travaux de recherche ont été menés pour améliorer les caractéristiques de rayonnement des réseaux d'antennes micro-bandes, par le changement des paramètres de réseaux. L'antenne microbande imprimée sur un substrat isotrope a fait l'objet d'un certain nombre de travaux de recherches durant les dernières décennies, le concept de la structure rayonnante a été étudié la première fois par Deschamps en 1950 [1], [2].

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, la dynamique d'une 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 [1], [3].

La technique de modélisation des réseaux d'antennes est effectuée à l'aide d'outils de CAO (conception par ordinateur) basés sur la résolution numérique des équations de Maxwell. Pour cette modélisation rigoureuse, les méthodes les plus utilisées sont les éléments finis, la résolution d'équations intégrales par la méthode des moments, la technique des différences finies dans le domaine temporel [4], [5].

Le rayonnement global du réseau sera ainsi le résultat de la combinaison des rayonnements des sources. La technique classique d'analyse d'un réseau d'antenne consiste à multiplier le diagramme de rayonnement d'un élément isolé par le facteur de réseau. Cette technique est basée sur l'hypothèse que les éléments du réseau ne sont pas couplés entre eux.

Dans cette étude, nous proposons une analyse de deux antennes imprimées, alimentées de forme rectangulaire qui est simple à étudier due à la simplicité des formes des équations modélisant le rayonnement. Afin d'étudier l'effet du couplage, cette analyse sera élargie à un réseaux d'antennes périodiques, les résultats obtenus sont comparés à ceux de l'analyse des

réseaux d'antennes imprimées sans effet de couplage. La méthode des moments est utilisée pour étudier ces structures.

Notre travail s'échelonne sur quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, nous avons jugé utile d'étudier les antennes micro rubans ; en rappelant leurs différentes techniques d'alimentation, leurs applications en réseau, et leurs méthodes d'analyses.

Dans le second chapitre, une approche pour déterminer le tenseur spectral de Green, est donnée en tenant compte de la forme de l'antenne, ainsi que le calcul de la fréquence de résonance, la bande passante, le facteur de qualité et le champ rayonné.

Dans le troisième chapitre, nous nous intéressons à l'effet du couplage entre deux antennes patch alimentées et ce par deux méthodes d'analyse :

La méthode analytique où nous avons modélisé le réseau par un schéma électrique équivalent. La méthode numérique où nous avons opté pour la technique des moments.

Enfin, le quatrième chapitre comporte des résultats numériques concernant les caractéristiques d'une antenne imprimée rectangulaire, la variation du coefficient de couplage en fonction des différents paramètres et le champ rayonné d'un réseau d'antennes.

Afin de valider le formalisme théorique nous comparons nos résultats numériques avec les données de la littérature.

CHAPITRE I

Généralités sur les antennes imprimées

- Introduction.
- Description des antennes microbandes.
- Mécanismes de rayonnement de l'antenne patch rectangulaire.
- Polarisation de l'antenne.
- Avantages et inconvénients des antennes.
- Alimentation des antennes plaquées.
- Type de réseaux d'antennes.
- Quelques méthodes numériques.

I. 1. Introduction

Le développement des télécommunications spatiales, les contrôles et les commandes à distance, ont fait apparaître la nécessité croissante de réaliser des dispositifs micro-ondes peu coûteux et peu encombrants, faisant appel à une technologie simple et économique. Les systèmes micro-ondes à structure micro ruban ont été à l'origine du développement des antennes imprimées (antennes plaques ou antennes patch) qui sont le plus souvent utilisées en réseaux afin d'améliorer leurs performances et de permettre la réalisation de fonctions très particulières.

Dans ce chapitre nous présentons la description et le mécanisme de fonctionnement, les avantages, les inconvénients des antennes patches, ainsi que les différents types d'alimentation. En effet, nous détaillons le principe des méthodes usuelles les plus utilisées dans le domaine des antennes.

I. 2. Description des antennes microbandes

Les antennes microbandes, construites par la technique des circuits imprimés, ont en général des bandes de fréquence étroites dans leur structure de base. L'antenne microbande est représentée dans la Figure I. 1, est constituée d'un mince conducteur métallique (habituellement de 17,5 à 35 μm d'épaisseur en hyperfréquence et 9 μm en millimétrique) de forme arbitraire, appelé élément rayonnant, déposé sur un substrat épais utilisé pour augmenter la puissance rayonnée par l'antenne et réduire les pertes par l'effet joule et améliorer la bande passante de l'antenne, la face inférieure est entièrement métallisée pour réaliser un plan de masse[6], [7].

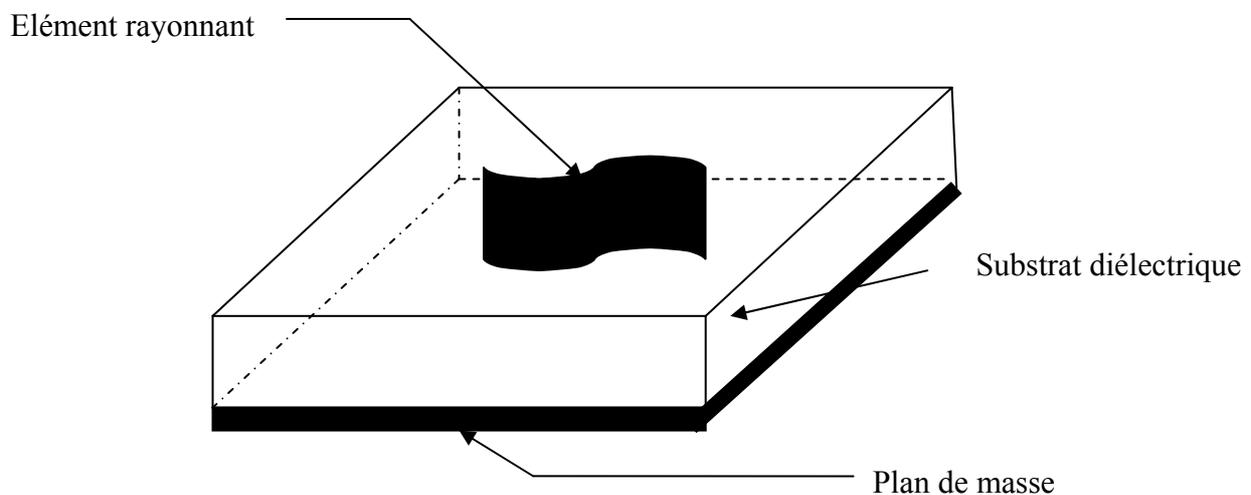


Figure I. 1. Présentation d'une antenne micro bande

En pratique, les formes des éléments rayonnants les plus utilisés sont montrés sur la Figure I. 2, leurs dimensions sont faibles de l'ordre de $\lambda / 2$ à λ .

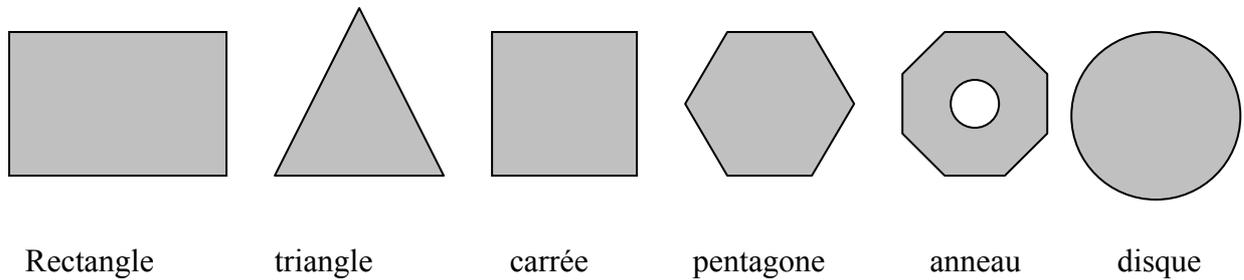


Figure I. 2. Divers types d'éléments rayonnants

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

I. 3. Mécanismes de rayonnement de l'antenne patch rectangulaire

Le mécanisme de rayonnement d'une antenne patch rectangulaire s'effectue à partir de sa forme géométrique. Une fois, la ligne d'alimentation excitée par une source RF, une onde électromagnétique se propage sur cette ligne, puis attaque l'élément rayonnant. Une distribution de charge va se mettre à l'interface substrat - plan de masse, sur et sous le composant rayonnant, ce qui va provoquer :

1. Une inversion de phase des composantes verticales du champ électrique sur la longueur de l'antenne.
2. Contrairement à précédemment, des rayonnements qui sont en phase dans le plan de l'antenne et dus aux composantes horizontales des lignes de champ qui entoure l'élément imprimé.
3. Une modélisation de l'antenne patch rectangulaire par une cavité à 4 murs magnétiques (bords de la cavité) et 2 murs électriques (formés par les métallisations).

I. 4. Polarisation de l'antenne

La polarisation d'une antenne est déterminée par celle de l'onde radiée dans une direction donnée, elle est identique à la direction du champ électrique, c'est à dire à celle des brins rayonnants de l'antenne. Le plan E (électrique) est parallèle au vecteur E de l'onde émise. On parle de polarisation verticale si le plan E est perpendiculaire au sol; s'il est parallèle au sol, on parle de polarisation horizontale. Aussi le vecteur du champ électrique instantané trace dans le temps une figure. On réfère à ce phénomène simplement la polarisation du champ électrique. La figure est généralement une ellipse qui présente des cas particuliers. Si le chemin du vecteur de champ électrique suit une ligne, l'antenne est dite linéairement polarisée. Si le vecteur champ électrique tourne selon un cercle, elle est dite à polarisation circulaire [8].

I. 5. Avantages et inconvénients des antennes

Actuellement, les antennes micro rubans sont largement utilisées, leurs applications couvrent un large domaine de fréquence 100 MHz à 100 GHz, leur configuration et dimensions favorisent leurs intégrations sur de nombreux mobiles (avion, voiture, missile,).

Parmi les avantages de ces d'antennes, on peut citer [1], [3], [9] :

- Profil plat
- Faible poids.
- Volume réduit.
- La conformabilité et la possibilité d'intégrer les circuits micro-ondes au niveau des antennes.
- Simplicité de leurs structures.
- Faible coût de fabrication donc la production en grandes quantités devient facile.
- Plusieurs éléments radiants peuvent être placés sur la même plaque avec le réseau d'alimentation ou avec d'autres circuits imprimés (déphaseurs, commutateurs, etc.).

Cependant, elles présentent les inconvénients suivants [1], [6]:

- Faible bande passante (1 à 5 %), le facteur de qualité Q, va d'environ 50 jusqu'à 75.
- Faible puissance.
- Impureté de la polarization.
- Faible gain.

Donc, la conception des antennes doit répondre à des compromis en termes de performances et de complexité de réalisation.

I. 6. Alimentation des antennes plaquées

L'excitation est un point très important en étudiant des antennes imprimées. En effet, l'énergie est fournie à l'élément rayonnant d'une manière où on peut influencer directement sur son rayonnement et modifier ses performances. L'alimentation de l'antenne dépend de la manière dont l'antenne est intégrée dans le dispositif.

Les méthodes d'alimentation des antennes plaques 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. 6. 1. Alimentation directe par une ligne micro ruban :

Dans ce type d'alimentation, une bande de conduite est reliée directement au bord du patch de micro ruban. La bande de conduite est plus petite dans la largeur par rapport au patch [10].

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 [11]. C'est l'une des techniques les plus utilisées dans les antennes imprimées, elle a l'inconvénient de générer un rayonnement parasite.

On peut distinguer trois types [12]:

➤ Alimentation par ligne micro ruban à travers un bord rayonnant

Dans ce cas la ligne d'alimentation entre en connexion directement sur le côté rayonnant du patch Figure I. 3a, cette technique est l'une des méthodes les plus utilisées. Il existe une variation de l'impédance d'entrée car le point d'alimentation est déplacé le long de ce côté.

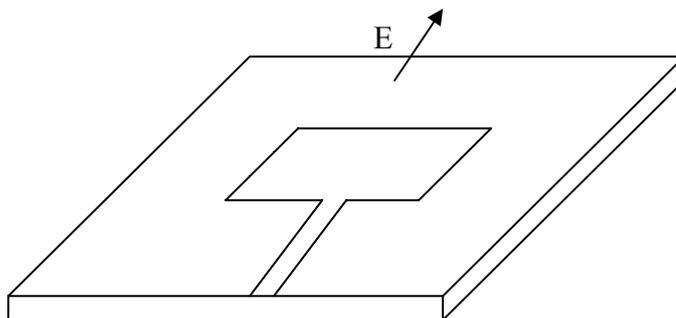


Figure I. 3a. Le patch alimenté par ligne micro ruban à travers un bord rayonnant

➤ **Alimentation par ligne micro ruban à travers un bord non rayonnant**

La ligne d'alimentation entre en contact avec le patch sur le bord non rayonnant Figure I. 3b, dans ce cas les calculs sont plus complexes, car les courants de la ligne d'alimentation, sont orthogonaux à ceux du patch.

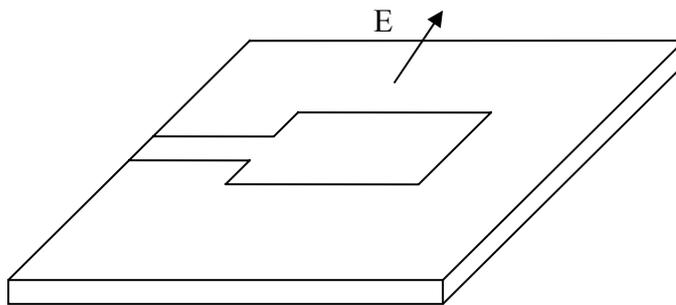


Figure I. 3b. Le patch alimenté par ligne micro ruban à travers un bord non rayonnant

➤ **Antenne patch rectangulaire couplée capacitivement à une ligne micro ruban**

Dans ce cas l'élément rayonnant est couplé capacitivement à la ligne micro ruban injectée dans le substrat Figure I. 3c. L'utilisation de substrats différent entre ligne d'excitation et antenne peut améliorer la largeur de la bande passante de l'antenne.

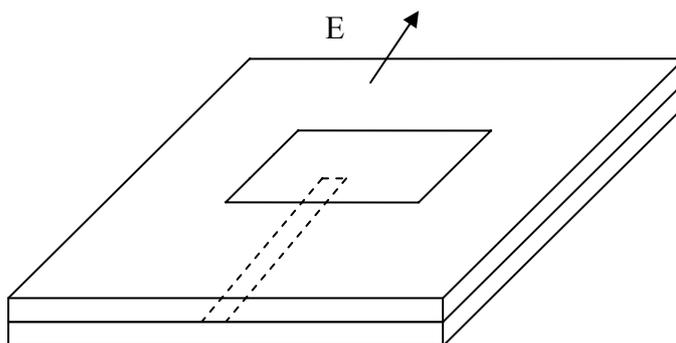


Figure I. 3c. Le patch couplé capacitivement à ligne micro ruban

I. 6. 2. Alimentation coaxiale

L'alimentation coaxiale ou l'alimentation de sonde est une technique très utilisée pour alimenter les antennes micro rubans Figure I. 4. Dans ce cas le conducteur intérieur du connecteur coaxial traverse le diélectrique et est soudé au patch, alors que le conducteur externe est relié au plan de masse.

L'avantage principal de ce type d'alimentation est qu'elle peut être appliquée à n'importe quel endroit choisi à l'intérieur du patch, avec une facilité de fabrication

Cependant, cette méthode présente des inconvénients au niveau du diagramme de rayonnement. En effet, la connexion génère un pic de courant localisé au niveau de l'élément rayonnant qui peut induire une dissymétrie dans le diagramme de rayonnement. De plus, des pertes apparaissent avec le perçage du plan de masse, du diélectrique ainsi que de l'élément plaqué [13].

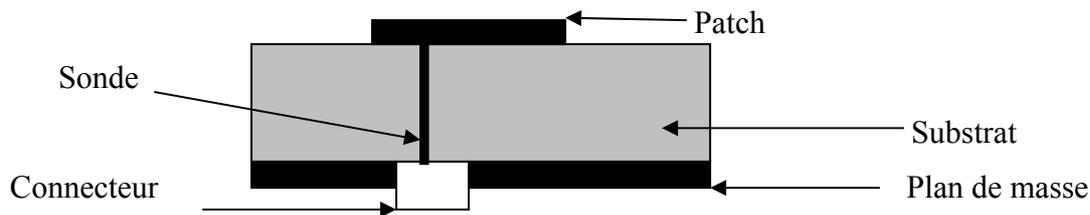


Figure I. 4. Antenne micro ruban alimenté par sonde

I. 6. 3. Alimentation couplée par ouverture

Dans ce type d'alimentation, le patch de rayonnement et la ligne d'alimentation du micro ruban sont séparés en plan de masse comme indique sur la 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 [11]. Généralement, les matériaux à permittivité élevée sont employés pour le substrat inférieur par contre les matériaux à faible constante diélectrique sont utilisés pour le substrat supérieur dans le but d'optimiser le rayonnement du patch.

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.

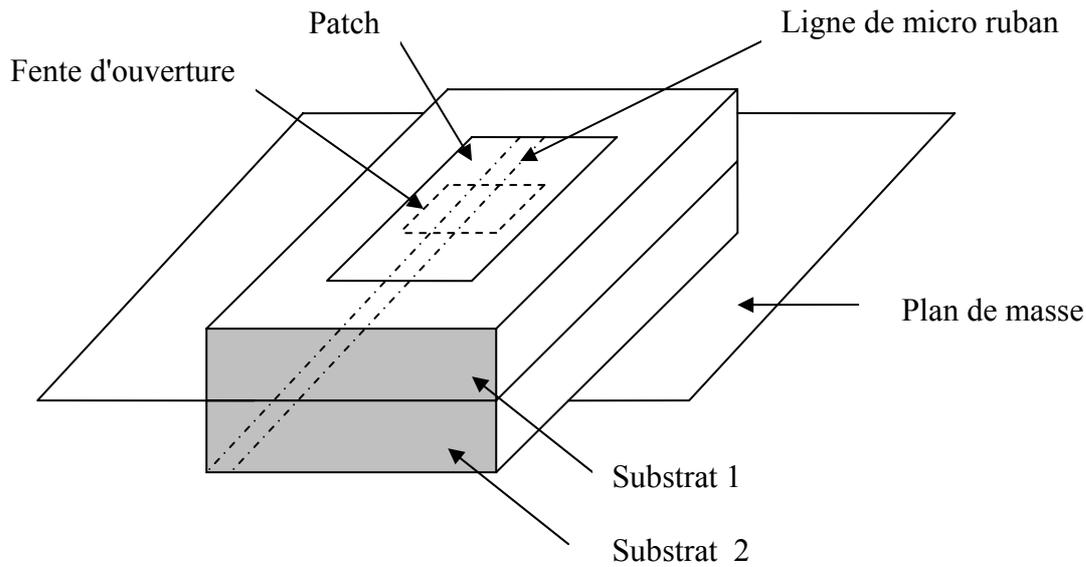


Figure I. 5. Alimentation couplée par ouverture

I. 6. 4. Alimentation Couplée Par Proximité

Ce type d'alimentation est représenté sur la Figure I. 6, 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.

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 nous citons la difficulté de fabrication à cause des deux couches diélectriques nécessitant un alignement approprié, ainsi que la difficulté d'intégration de dispositifs actifs.

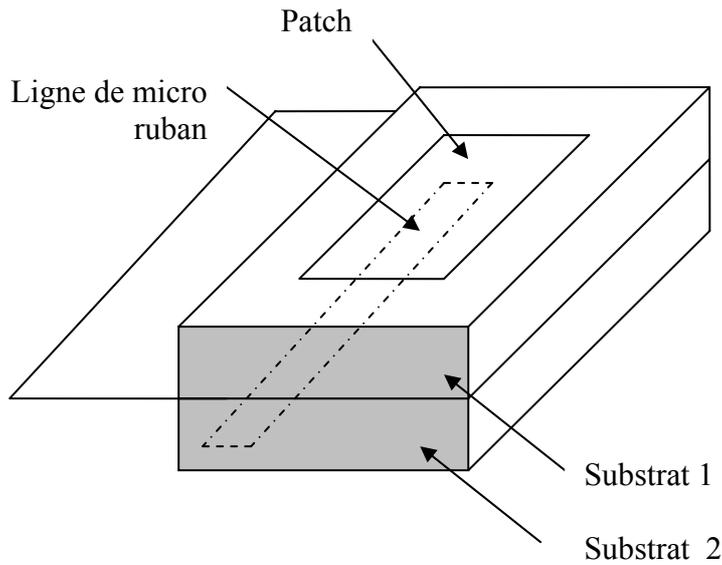


Figure I. 6. Alimentation couplée par proximité

I. 7. Type de réseaux d'antennes

L'utilisation d'une antenne plaque unitaire est insuffisante pour répondre aux contraintes de rayonnement imposé.

Pour améliorer les performances des antennes patch, on utilise une structure multicouche pour augmenter la bande passante jusqu'à 70 % et associer les différents éléments rayonnants pour former un système appelé réseau, permettant de compenser les limitations des caractéristiques d'une antenne seule et jouer sur de nombreux facteurs (espacement et phase des patches et taille du plan de masse) pour avoir un gain plus élevé et un lobe principal conforme.

La Figure I. 7(a, b, c) montre trois configurations de réseaux d'antennes: réseaux linéaires, réseaux planaires et réseaux circulaires [14].

❖ Antenne en réseau linéaire (rectiligne)

Pour un réseau linéaire, les éléments rayonnants sont placés l'un après de l'autre par des déplacements parallèles sur une même droite Figure I. 7a.

❖ Antenne en réseau plan

Pour un réseau plan, les éléments rayonnants se déduisent l'un de l'autre par des translations parallèles à un même plan Figure I. 7b.

❖ Antenne en réseau circulaire

Antenne constituée d'un groupement d'éléments rayonnants identiques dans lesquels chaque ensemble de points est placé sur un cercle Figure I. 7c.

La Figure I.7 (a, b, c) montre trois configurations de réseaux d'antennes :

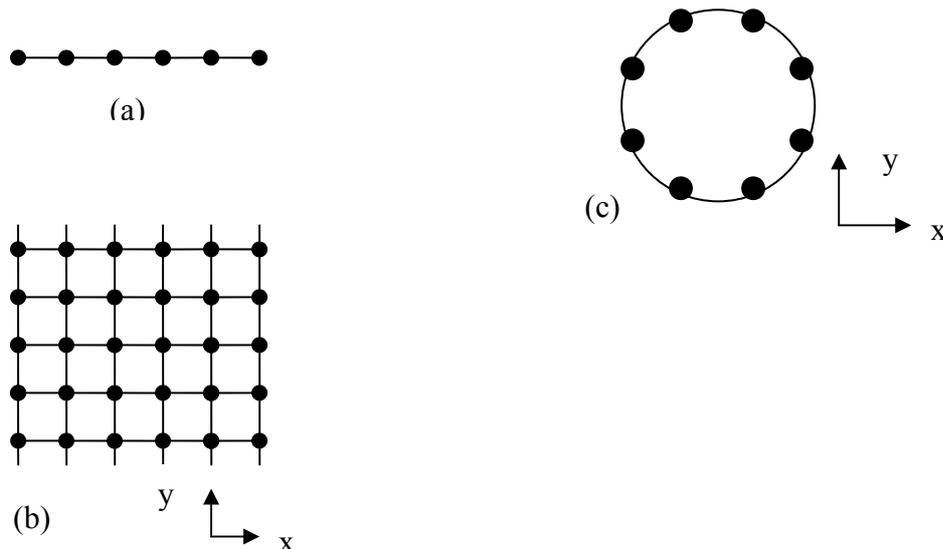


Figure I. 7. Différentes configurations géométriques des réseaux, linéaire (a), planaire (b) et circulaire (c).

On prend en considération les paramètres suivants pour contrôler la forme du rayonnement global :

- la géométrie du réseau : linéaire, plan...
- l'espacement relatif entre chaque élément.
- l'amplitude de l'excitation de chaque élément.
- la phase appliquée à chaque excitation.
- le diagramme de rayonnement propre à chaque élément.

I. 8. Quelques méthodes numériques :

Les méthodes numériques les plus utilisées en électromagnétisme sont :

- méthode variationnelle : les éléments finis.
- méthodes différentielles : différences finies et TLM.
- La méthode intégrale : méthode des moments est l'objet nécessaire de notre étude.

I. 8. 1. La méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis s'applique aux dispositifs micro ondes de formes quelconques. Elle est basée sur la résolution des équations de Maxwell et sur la description géométrique de la structure sous forme d'un maillage. Elle consiste à diviser l'espace en petits éléments homogènes mais de taille pratiquement très variable, ce qui constitue l'un des points forts de cette méthode [13].

Cette méthode permet de calculer, en chaque point des éléments divisant l'espace, les champs électriques qui minimisent la fonction d'énergie, cette dernière s'écrit sous forme matricielle : $[J] = [Y] \cdot [E]$.

Où $[J]$ représente les sources de courant et $[E]$ les champs électriques inconnus.

La matrice $[Y]$ qui décrit la géométrie et les contraintes de frontières, est généralement clairsemée car chaque élément n'interagit qu'avec ses voisins. Les autres grandeurs comme le champ magnétique et les courants induits sont calculés à partir des champs électriques.

L'avantage de la méthode des éléments finis est lié au fait que la forme tétraédrique et la variation des dimensions des cellules élémentaires caractérisant le volume discrétisé, donne au maillage une très grande souplesse.

Cette méthode permet de simuler des structures géométriques complexes mais avec des gros moyens informatiques.

I. 8. 2. La méthode des différences finies

La méthode des différences finies dans le domaine temporel, notée F.D.T.D, est fondée sur le schéma explicite de Yee, présenté en 1966.

Elle permet de calculer à chaque instant discret de l'espace, les composantes du champ électromagnétique dans chaque cellule élémentaire du volume tridimensionnel.

On applique la transformée de Fourier à la réponse temporelle pour obtenir la réponse fréquentielle du système.

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. Le temps de calcul croît de façon linéaire en fonction des nombres d'inconnues (ce qui n'est pas le cas pour la méthode des éléments finis) [13], [15].

Mais son principal inconvénient est lié au fait que le maillage de la structure doit être uniforme et elle est donc peu adaptée au traitement des dispositifs comportant des éléments ayant des ordres de grandeurs très différents.

I. 8. 3. La méthode TLM

La méthode de la matrice des lignes de transmission TLM permet de discrétiser les champs et les courants de la structure étudiée en petits éléments, chacun des ces éléments est considéré comme un ensemble de ligne de transmission et les calculs s'effectuent directement dans le domaine temporel.

L'un des points forts de cette méthode est la formulation simple qui ne dépend pas beaucoup de la géométrie de la structure étudiée (ce qui n'est pas le cas pour la méthode spectrale). Elle est facile pour traiter des structures complexes composées de plusieurs matériaux, et particulièrement appropriée pour l'analyse des structures planaires multicouches.

❖ Modélisation d'une antenne plaquée rectangulaire

Dans cette modélisation, une antenne plaquée rectangulaire est considérée comme une section résonante faisant partie d'une ligne de transmission. Le patch rectangulaire sera assimilé à un circuit choisi RLC parallèle Figure I. 8 [16].

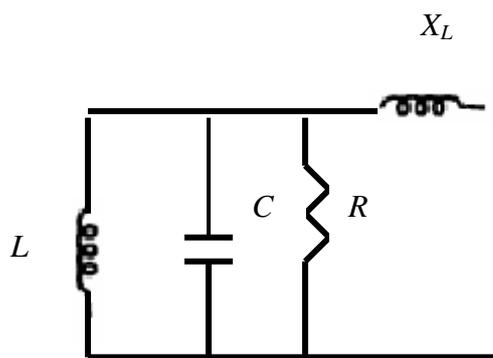


Figure I. 8. Circuit équivalent d'une antenne patch rectangulaire alimenté par une sonde coaxiale

- La distribution uniforme du courant sur la section du conducteur et l'équivalent de la résistance R présentée dans le circuit. Pour un courant continu fixe la résistance est fonction de la largeur du ruban.
- la capacité est placée entre deux électrodes séparées par un isolant (le plan de masse, le patch et le substrat).
- l'inductance X_L s'appelle inductance d'alimentation, il s'agit de l'énergie emmagasinée dans le champ magnétique concernant les modes supérieurs.

❖ Détermination des paramètres du patch

Cette partie consiste à déterminer les paramètres électriques du patch : la résistance, l'inductance, la capacité et l'inductance d'alimentation. Tous ces paramètres sont en fonction de la fréquence de résonance et peuvent être déduits l'un de l'autre. L'antenne possède les caractéristiques suivantes : la longueur L , la largeur W et la hauteur du substrat H .

Nous allons calculer d'abord la fréquence de résonance f_r , le facteur de qualité total Q_T , ensuite nous déduirons les autres paramètres à partir de [16], [17] :

$$C = \frac{\varepsilon_e \varepsilon_0 LW}{2H} \cos^{-2} \left(\frac{\pi x_0}{L} \right) \quad (\text{I.1})$$

Où :

x_0 est la position de la sonde sur le patch selon l'axe x.

$$R = \frac{Q_T}{\omega_r C} \quad (\text{I.2})$$

Avec $\omega_r = 2\pi f_r$

$$L = \frac{1}{C \omega_r^2} \quad (\text{I.3})$$

$$X_L = \frac{377}{\sqrt{\varepsilon_r}} \tan \left(\frac{2\pi H}{\lambda_0} \right) \quad (\text{I.4})$$

➤ Calcul de la fréquence de résonance

Chaque patch est caractérisé par sa longueur effective L_{eff} et sa largeur effective W_{eff} qui ont effet mineur sur la fréquence de résonance. Pour faire un calcul rigoureux de f_r on prend en considération ces deux paramètres d'où la formule :

$$f_r = \frac{C_0}{2\sqrt{\varepsilon_{dyn}}} \sqrt{\left(\frac{m}{W_{eff}} \right)^2 + \left(\frac{n}{L_{eff}} \right)^2} \quad (\text{I.5})$$

Avec :

$$C_0 = 3.10^8 \text{ m/s.}$$

m, n le nombre de mode .

Pour le calcul de la longueur effective, on utilise la définition suivante [16], [17]:

$$L_{eff} = L + \left(\frac{W_{eq} - W}{2} \right) \frac{\varepsilon_{eff}(W) + 0.3}{\varepsilon_{eff}(W) - 0.258} \quad (\text{I.6})$$

D'autre part, les expressions de la largeur équivalente W_{eq} , et la permittivité effective ε_{eff} en fonction de largeur et longueur du patch sont données par les équations suivantes :

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{10H}{W} \right)^{-1/2} \quad (I.7)$$

$$W_{eq} = \frac{120\pi H}{Z_a(W) \sqrt{\varepsilon_{eff}(W)}} \quad (I.8)$$

Pour calculer le coefficient W_{eq} , on utilise l'impédance d'une ligne de micro ruban de la façon suivante :

$$Z_a(W) = \frac{60\pi}{\sqrt{\varepsilon_r}} \left\{ \frac{W}{2H} + 0.441 + 0.082 \left(\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r^2} \right) + \frac{\varepsilon_r + 1}{2\pi\varepsilon_r} \left[1.451 + \text{Ln} \left(\frac{W}{2H} + 0.94 \right) \right] \right\}^{-1} \quad (I.9)$$

On constate que, pour calculer la largeur effective du patch W_{eff} en remplaçant L_{eff} , L , W_{eq} , et W avec W_{eff} , W , L_{eq} , et L respectivement dans (I.6) on trouve :

$$W_{eff} = W + \left(\frac{L_{eq} - L}{2} \right) \frac{\varepsilon_{eff}(L) + 0.3}{\varepsilon_{eff}(L) - 0.258} \quad (I.10)$$

ε_{dyn} : est le constant diélectrique dynamique qui est une fonction des dimensions (W , L , H) et donnée par :

$$\varepsilon_{dyn} = \frac{C_{dyn}(\varepsilon)}{C_{dyn}(\varepsilon_0)} \quad (I.11)$$

Où :

$C_{dyn}(\varepsilon_0)$: représente la capacité dynamique total de patch en présence de l'air.

$C_{dyn}(\varepsilon)$: représente la capacité dynamique total de patch en présence d'un diélectrique de la constante diélectrique relative.

$$C_{dyn} = C_{0dyn}(\varepsilon) + 2C_{e1}(\varepsilon) + 2C_{e2}(\varepsilon) \quad (I.12)$$

La capacité dynamique de patch $C_{0dyn}(\varepsilon)$ et les capacités marginales dynamiques $C_{e1}(\varepsilon)$, $C_{e2}(\varepsilon)$ sont définies respectivement comme suit :

$$C_{0dyn}(\varepsilon) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r W L}{H \gamma_n \gamma_m} = \frac{C_{0,stat}(\varepsilon)}{\gamma_n \cdot \gamma_m} \quad (I.13)$$

$$C_{e1}(\varepsilon) = \frac{1}{2} \frac{1}{\gamma_n} \left[\frac{Z(W, H, \varepsilon_r = 1)}{C_0 Z^2(W, H, \varepsilon_r)} - \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r W}{H} \right] * L \quad (I.14)$$

$$C_{e2}(\varepsilon) = \frac{1}{2} \frac{1}{\gamma_m} \left[\frac{Z(L, H, \varepsilon_r = 1)}{C_0 Z^2(L, H, \varepsilon_r)} - \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r L}{H} \right] * W \quad (I.15)$$

Avec γ_n, γ_m sont données par :

$$\gamma_i = \begin{cases} 1 (i = 0) \\ 2 (i \neq 0) \end{cases}$$

L'impédance caractéristique de la ligne de micro ruban $Z(W, H, \varepsilon_r)$ est donnée par:

$$Z(W, H, \varepsilon_r) = \frac{377}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \left[\frac{W}{H} + 1.393 + 0.667 \ln \left(\frac{W}{H} + 1.44 \right) \right]^{-1} \quad (I.16)$$

Si $\varepsilon_r = 1$ alors :

$$Z(L, H, \varepsilon_r = 1) = \frac{377}{2\pi} \ln \frac{f\left(\frac{W}{H}\right)}{\left(\frac{W}{H}\right)} + \sqrt{1 + \left(\frac{2}{\frac{W}{H}}\right)^2} \quad (I.17)$$

Où la fonction $f\left(\frac{W}{H}\right)$ s'écrit:

$$f\left(\frac{W}{H}\right) = 6 + (2\pi - 6) \exp \left(-\frac{30.66}{\frac{W}{H}} \right) 0.7528 \quad (I.18)$$

➤ **Calcul du facteur de qualité total**

Le facteur de qualité total est exprimé en termes de facteurs de qualité associés à la radiation, conducteur et la perte diélectrique par l'équation suivante:

$$Q_T = \left[\frac{1}{Q_R} + \frac{1}{Q_C} + \frac{1}{Q_D} \right]^{-1} \quad (I.19)$$

Avec :

Q_R : le facteur de qualité due au rayonnement, est donné par :

$$Q_R = \frac{C_0 \sqrt{\varepsilon_{dyn}}}{4 \cdot f_R \cdot H} \quad (I.20)$$

Où ε_{dyn} est donné par la formule (I.11).

Les autres contributions dans le facteur de qualité de l'antenne sont les pertes du diélectrique et des conducteurs. Ces pertes sont indépendantes de la forme de l'antenne si le substrat est fin.

$$Q_D = \frac{1}{tg \delta} \quad (I.21)$$

$$Q_C = \frac{0.786 \cdot \sqrt{f_f} \cdot Z_{a0}(W) \cdot H}{P_a} \quad (I.22)$$

Avec :

$$P_a(W) = \frac{2\pi \left(\frac{W}{H} + \frac{\frac{W}{H\pi}}{\frac{W}{2H} + 0.94} \right) \left(1 + \frac{W}{H} \right)}{\left\{ \frac{W}{H} + \frac{2}{\pi} \text{Ln} \left[2\pi \exp \left(\frac{W}{2H} + 0.94 \right) \right] \right\}^2} \quad (I.23)$$

$tg \delta$: est la tangente de perte dans le diélectrique donnée par :

$$\delta = \left[\frac{H}{L} 0.882 + \left[\frac{0.164(\varepsilon_r - 1)}{\varepsilon_r^2} \right] + \left[\frac{(\varepsilon_r + 1) \left(0.756 + \ln \left(\frac{L}{H} + 1.88 \right) \right)}{\pi \varepsilon_r} \right] \right] \quad (I.24)$$

$Z_{a0}(W)$: est l'impédance d'une ligne de micro ruban de largeur (W) et l'épaisseur (H), on substitue $\varepsilon_r = 1$ dans la formule (I.9) on trouve Z_{a0} .

Les formules de Q_D et Q_C montrent que Q_D est indépendant de l'épaisseur du substrat, tandis que Q_C est proportionnel à l'épaisseur électrique H de substrat. Alors pour un substrat mince, les pertes dans le conducteur dominent les pertes dans le diélectrique.

Les équations (I.1) et (I.5) donnent la formule (I.3), et à partir des formules (I.1), (I.5) et (I.19) on trouve l'expression (I.2) qui définit la résistance résonnante R comprenant l'influence du champ marginal aux bords de patch.

I. 8. 4. La méthode des moments

L'utilisation de la méthode des moments dans les problèmes électromagnétiques a été développée pour la première fois par Newman [17], est une manière de résolution d'équations intégrales qui permet de réduire celles-ci en un système d'équations linéaires appliqués aux structures planaires ou quasi-planaires sur les structure de 2-D [18]. Pour utiliser cette méthode, il faut décomposer la structure étudiée en plusieurs parties ou cellules.

La résolution numérique des équations de Maxwell de la structure étudiée, permet d'écrire les champs électriques ou magnétiques en fonction d'une somme des courants induits. Le calcul de la distribution de courant évalué sur chaque section par annulation des champs électriques tangentiels, permet d'obtenir les paramètres $[Z]$.

Dans la méthode des moments, l'équation intégrale est réduite à un ensemble d'équations algébriques linéaires de la forme suivante: $[Z] \cdot [I] = [V]$.

La matrice d'impédance $[Z]$ est calculée à partir des équations intégrales. On va exciter la structure avec le vecteur de tension $[V]$ et par la suite le vecteur de courant $[I]$ sera calculé. Une fois le courant calculé pour chaque élément, les champs électrique et magnétique seront déterminés.

CHAPITRE II

Mise en équations d'une antenne patch rectangulaire

- Introduction.
- Les équations caractéristiques de l'antenne.
- Conclusion.

II. 1. Introduction

Dans ce chapitre nous allons déterminer le tenseur spectral de Green qui relie le champ électrique tangentiel avec les courants sur le patch pour une antenne micro ruban rectangulaire.

Nous utilisons la méthode des moments procédure de Galerkin pour définir la fréquence de résonance ainsi que la bande passante et le facteur de qualité.

Après avoir choisi 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. 2. Les équations caractéristiques de l'antenne

II. 2. 1. Détermination du tenseur spectral de Green

II. 2. 1. 1. Equations de Maxwell

En régime harmonique $e^{i\omega t}$ dans un milieu linéaire homogène, isotrope loin de sources ($\rho=0, J=0$) les équations de Maxwell sont données par:

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

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

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

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

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

$\tilde{\bar{A}}$: la transformée de Fourier bidimensionnelle.

On a :

$$\nabla \wedge \bar{E} = \begin{vmatrix} \bar{I} & \bar{J} & \bar{K} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} = \bar{I} \left(\frac{\partial}{\partial y} E_z - \frac{\partial}{\partial z} E_y \right) - \bar{J} \left(\frac{\partial}{\partial x} E_z - \frac{\partial}{\partial z} E_x \right) + \bar{K} \left(\frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{\partial}{\partial y} E_x \right).$$

En utilisant les propriétés :

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

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

$$\begin{aligned} \Rightarrow (\tilde{\nabla} \wedge \tilde{E}) &= \bar{I} \left(ik_y \tilde{E}_z - \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_y \right) - \bar{J} \left(ik_x \tilde{E}_z - \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_x \right) \\ &+ \bar{K} \left(ik_x \tilde{E}_y - ik_y \tilde{E}_x \right) = \begin{vmatrix} \bar{I} & \bar{J} & \bar{K} \\ ik_x & ik_y & \frac{\partial}{\partial z} \\ \tilde{E}_x & \tilde{E}_y & \tilde{E}_z \end{vmatrix} = \tilde{\nabla} \wedge \tilde{E}. \end{aligned}$$

Avec :

$$\tilde{\nabla} = ik_x \bar{I} + ik_y \bar{J} + \frac{\partial}{\partial z} \bar{K}. \quad (\text{II.3})$$

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 de Maxwell (II.1) et (II.2) dans le domaine spectral s'écrivent :

$$\tilde{\nabla} \wedge \tilde{E} = -i\omega\mu\tilde{H} \quad (\text{II.4})$$

$$\tilde{\nabla} \wedge \tilde{H} = i\omega\varepsilon\tilde{E} \quad (\text{II.5})$$

II. 2. 1. 2. Equation de propagation

A partir des équations (II.4) et (II.5) qui sont les équations de Maxwell dans le domaine spectral nous allons écrire l'équation de propagation.

On sait que:

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

$$(\text{II.4}) \Rightarrow \tilde{\nabla}^2 \tilde{E} - i\omega\mu(\tilde{\nabla} \wedge \tilde{H}) = \bar{0}.$$

$$(\text{II.5}) \Rightarrow \tilde{\nabla}^2 \tilde{E} + \omega^2 \varepsilon\mu \tilde{E} = \bar{0}$$

avec:

$\tilde{\nabla}^2 = \tilde{\Delta}$ est le Laplacien.

à partir de l'équation (II.4), nous avons:

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

L'équation de propagation s'écrit donc :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial z^2} + k_z^2 \tilde{E} = \bar{0} \end{cases} \quad (\text{II.6})$$

Avec:

$$k_z^2 = k^2 - (k_x^2 + k_y^2) \quad (\text{II.7})$$

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

II. 2. 1. 3. Détermination des composantes transversales

A partir des équations de Maxwell on déduit les composantes transversales E_x, E_y, H_x, H_y en fonction des composantes longitudinales (E_z, H_z) .

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

$$\frac{\partial}{\partial y} E_z - \frac{\partial}{\partial z} E_y = -i\omega\mu H_x \quad (\text{II.8a})$$

$$\frac{\partial}{\partial z} E_x - \frac{\partial}{\partial x} E_z = -i\omega\mu H_y \quad (\text{II.8b})$$

$$\frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{\partial}{\partial y} E_x = -i\omega\mu H_z \quad (\text{II.8c})$$

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

$$\frac{\partial}{\partial y} H_z - \frac{\partial}{\partial z} H_y = +i\omega\varepsilon E_x \quad (\text{II.9a})$$

$$\frac{\partial}{\partial z} H_x - \frac{\partial}{\partial x} H_z = +i\omega\varepsilon E_y \quad (\text{II.9b})$$

$$\frac{\partial}{\partial x} H_y - \frac{\partial}{\partial y} H_x = +i\omega\varepsilon E_z \quad (\text{II.9c})$$

En se basant sur les équations précédentes et après calcul on trouve:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right)E_x = \frac{\partial^2}{\partial z \partial x}E_z - i\omega\mu \frac{\partial}{\partial y}H_z \quad (\text{II.10a})$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right)E_y = \frac{\partial^2}{\partial z \partial y}E_z + i\omega\mu \frac{\partial}{\partial x}H_z \quad (\text{II.10b})$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right)H_x = \frac{\partial^2}{\partial z \partial x}H_z + i\omega\varepsilon \frac{\partial}{\partial y}E_z \quad (\text{II.11a})$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right)H_y = \frac{\partial^2}{\partial z \partial y}H_z - i\omega\varepsilon \frac{\partial}{\partial x}E_z \quad (\text{II.11b})$$

Tenant compte de l'équation de propagation (II.6):

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} = -k_z^2\right).$$

On trouve les équations (II.10a), (II.10b), (II.11a), (II.11b) dans le domaine spectral:

$$\tilde{E}_x = \frac{ik_x}{k_s^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z + \frac{\omega\mu k_y}{k_s^2} \tilde{H}_z \quad (\text{II.12a})$$

$$\tilde{E}_y = \frac{ik_y}{k_s^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z - \frac{\omega\mu k_x}{k_s^2} \tilde{H}_z \quad (\text{II.12b})$$

$$\tilde{H}_x = \frac{ik_x}{k_s^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z - \frac{\omega\varepsilon k_y}{k_s^2} \tilde{E}_z \quad (\text{II.13a})$$

$$\tilde{H}_y = \frac{ik_y}{k_s^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z + \frac{\omega\varepsilon k_x}{k_s^2} \tilde{E}_z \quad (\text{II.13b})$$

avec : $k_s^2 = k_x^2 + k_y^2$.

II. 2. 1. 4. Nouvelle représentation des champs TM et TE

A partir des équations (II.12a) et (II.12b) on peut écrire :

$$\tilde{\vec{E}} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^e \\ e^h \end{bmatrix} \quad (\text{II.14})$$

à partir des équations (II.13a) et (II.13b) on peut écrire :

$$\tilde{\vec{H}} = \begin{bmatrix} \tilde{H}_y \\ -\tilde{H}_x \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h^e \\ h^h \end{bmatrix} \quad (\text{II.15})$$

Les composantes e et h dans (II.14) et (II.15) représentent les ondes TM et TE respectivement e^e, e^h, h^e, h^h sont définis par :

$$\bar{e} = \begin{bmatrix} e^e \\ e^h \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{i}{k_s} & \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial z} \\ \frac{\omega \mu}{k_s} & \tilde{H}_z \end{bmatrix} \quad (\text{II.16})$$

$$\bar{h} = \begin{bmatrix} h^e \\ h^h \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\omega \varepsilon}{k_s} & \tilde{E}_z \\ \frac{i}{k_s} & \frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (\text{II.17})$$

II. 2. 1. 5. Formule reliant les grandeurs électromagnétiques de deux couches adjacentes

A partir de l'équation de propagation (II.6) la forme générale de \tilde{E}_z et \tilde{H}_z est :

$$\tilde{E}_z = A_1 e^{-ik_z z} + B_1 e^{-ik_z z} \quad (\text{II.18a})$$

$$\tilde{H}_z = A_2 e^{-ik_z z} + B_2 e^{-ik_z z} \quad (\text{II.18b})$$

En remplaçant (II.18a) et (II.18b) dans (II.16) et (II.17) on trouve :

$$\bar{e}(k_s, z) = \bar{A} e^{-ik_z z} + \bar{B} e^{ik_z z} \quad (\text{II.19})$$

$$\bar{h}(k_s, z) = \bar{g}(k_s) [\bar{A} e^{-ik_z z} - \bar{B} e^{ik_z z}] \quad (\text{II.20})$$

Dans les équations (II.19) et (II.20) $\bar{A}(2 \times 1)$ et $\bar{B}(2 \times 1)$ sont deux vecteurs inconnus (voir annexe A) et:

$$\bar{g}(k_s) = \text{diag} [g^e(k_s), g^h(k_s)] = \text{diag} \left[\frac{\omega \varepsilon}{k_z}, \frac{k_z}{\omega \mu} \right] \quad (\text{II.21})$$

Considérons maintenant que la région où l'onde se propage est limitée entre les deux plans Z_{j-1} et Z_j Figure II.1.

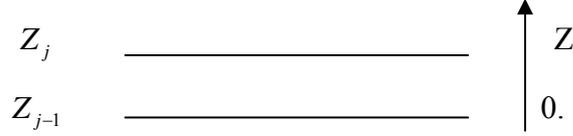


Figure II. 1. Représentation d'une couche j.

En écrivant les équations (II.19) et (II.20) dans le plan $Z = Z_{j-1}$ puis dans le plan $Z = Z_j$, une relation liant les composantes \bar{e} et \bar{h} sur les deux interfaces de la couche et par élimination des inconnus \bar{A} et \bar{B} on trouve:

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, Z_j^-) \\ \bar{h}_j(k_s, Z_j^-) \end{bmatrix} = \bar{\bar{T}}_j \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, Z_{j-1}^+) \\ \bar{h}_j(k_s, Z_{j-1}^+) \end{bmatrix} \quad (\text{II.22})$$

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

$$\bar{\bar{T}}_j^{11} = \bar{\bar{T}}_j^{22} = \cos(k_z d) = \begin{bmatrix} \cos(k_z d) & 0 \\ 0 & \cos(k_z d) \end{bmatrix} \quad (\text{II.23a})$$

$$\bar{\bar{T}}_j^{12} = -i \sin(k_z d) \bar{\bar{g}}_j^{-1} = \begin{bmatrix} -ik_{zj} \sin(k_{zj} d_j) & 0 \\ 0 & -i \frac{\omega \mu_j}{k_{zj}} \sin(k_{zj} d_j) \end{bmatrix} \quad (\text{II.23b})$$

$$\bar{\bar{T}}_j^{21} = -i \sin(k_z d) \bar{\bar{g}}_j = \begin{bmatrix} -i \frac{\omega \epsilon_j}{k_{zj}} \sin(k_{zj} d_z) & 0 \\ 0 & -i \frac{k_{zj}}{\omega \mu_j} \sin(k_{zj} d_j) \end{bmatrix} \quad (\text{II.23c})$$

Si l'interface $Z = Z_j$ est dépourvue des courants électriques, alors (II.22) s'écrit :

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_{j+1}(k_s, Z_j^+) \\ \bar{h}_{j+1}(k_s, Z_j^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, Z_j^-) \\ \bar{h}_j(k_s, Z_j^-) \end{bmatrix} = \bar{\bar{T}}_j \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, Z_{j-1}^+) \\ \bar{h}_j(k_s, Z_{j-1}^+) \end{bmatrix}. \quad (\text{II.24})$$

Et si l'interface $Z = Z_j$ contient des courants électriques, nous avons :

$$\tilde{H}_y(Z_j^-) - \tilde{H}_y(Z_j^+) = \tilde{J}_x(Z_j) \quad (\text{II.25a})$$

$$\tilde{H}_x(Z_j^-) - \tilde{H}_x(Z_j^+) = -\tilde{J}_y(Z_j) \quad (\text{II.25b})$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{H}_y(Z_j^-) \\ -\tilde{H}_x(Z_j^-) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \tilde{H}_y(Z_j^+) \\ -\tilde{H}_x(Z_j^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(Z_j) \\ \tilde{J}_y(Z_j) \end{bmatrix} \quad (\text{II.26})$$

En remplaçant (II.15) dans (II.26) nous obtenons :

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

$$\begin{bmatrix} h^e(Z_j^-) \\ h^h(Z_j^-) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} h^e(Z_j^+) \\ h^h(Z_j^+) \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(Z_j) \\ \tilde{J}_y(Z_j) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j^e(Z_j) \\ j^h(Z_j) \end{bmatrix} \quad (\text{II.27})$$

avec :

$$\bar{j} = \begin{bmatrix} j^e \\ j^h \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (\text{II.28})$$

à partir de (II.28) on peut montrer que :

$$\bar{j} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j^e \\ j^h \end{bmatrix} \quad (\text{II.29})$$

Donc on peut écrire:

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, Z_j^-) \\ \bar{h}_j(k_s, Z_j^-) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{e}_{j+1}(k_s, Z_j^+) \\ \bar{h}_{j+1}(k_s, Z_j^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{j}(Z_j) \end{bmatrix} \quad (\text{II.30})$$

à partir de (II.30) on peut écrire:

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_{j+1}(k_s, Z_j^+) \\ \bar{h}_{j+1}(k_s, Z_j^+) \end{bmatrix} = \bar{T}_j \begin{bmatrix} \bar{e}_j(k_s, Z_{j-1}^+) \\ \bar{h}_j(k_s, Z_{j-1}^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{j}(Z_j) \end{bmatrix} \quad (\text{II.31})$$

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

$$\bar{e}_j(k_s, Z_{j-1}^+) = \bar{0} \quad (\text{II.32})$$

• Si le milieu $Z \rangle Z_j$ est l'air, tenant compte de la condition de rayonnement on aura à partir de (II.19) et (II.20):

$$\bar{h}_{j+1}(k_s, Z_j^+) = \bar{g}_{j+1}(k_s) \bar{e}_{j+1}(k_s, Z_j^+) \quad (\text{II.33})$$

Les équations (II.24), (II.31), (II.32) et (II.33) sont les équations de base pour la détermination du tenseur spectral de Green.

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

$$\tilde{\vec{E}} = \overline{\overline{G}} \cdot \tilde{\vec{J}} \quad (\text{II.34})$$

avec :

$$\tilde{\vec{E}} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix}.$$

$$\tilde{\vec{J}} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix}.$$

$$\overline{\overline{G}} = \begin{bmatrix} G_{xx} & G_{xy} \\ G_{yx} & G_{yy} \end{bmatrix}.$$

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

$$\vec{e} = \overline{\overline{Q}} \cdot \vec{j} \quad (\text{II.35})$$

avec:

$$\vec{e} = \begin{bmatrix} e^e \\ e^h \end{bmatrix}.$$

$$\vec{j} = \begin{bmatrix} j^e \\ j^h \end{bmatrix}, \quad \overline{\overline{Q}} = \begin{bmatrix} Q^e & 0 \\ 0 & Q^h \end{bmatrix}.$$

En remplaçant (II.28) et (II.14) dans (II.35) nous obtenons la relation qui existe entre le tenseur diagonal $\overline{\overline{Q}}$ et le tenseur $\overline{\overline{G}}$.

$$\overline{\overline{G}} = \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \cdot \overline{\overline{Q}} \cdot \frac{1}{k_s} \begin{bmatrix} k_x & k_y \\ k_y & -k_x \end{bmatrix} \quad (\text{II.36})$$

II. 2. 1. 6. Application pour une antenne micro-ruban dans sa simple configuration

Cette partie consiste à déterminer le tenseur spectral de Green d'une antenne micro ruban, relative à la structure représentée en Figure II. 2.

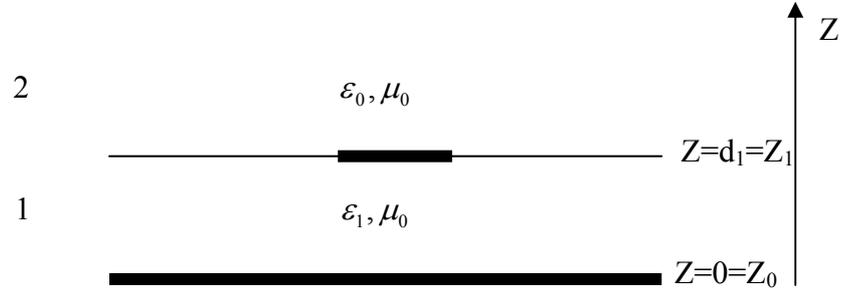


Figure II. 2. Structure d'une antenne micro-ruban.

$$\bar{e}_1(k_0, Z_0^+) = \bar{0} \quad (\text{II.37})$$

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_2(k_s, Z_1^+) \\ \bar{h}_2(k_s, Z_1^+) \end{bmatrix} = \bar{T}_1 \begin{bmatrix} \bar{e}_1(k_s, Z_0^+) \\ \bar{h}_1(k_s, Z_0^+) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{j}(Z_1) \end{bmatrix} \quad (\text{II.38})$$

$$\bar{h}_2(k_s, Z_1^+) = \bar{g}_2(k_s) \bar{e}_2(k_s, Z_1^+) \quad (\text{II.39})$$

On peut réécrire les équations (II.37), (II.38), et (II.39) de la manière suivante:

$$\bar{e}_1 = \bar{0} \quad (\text{II.40})$$

$$\begin{bmatrix} \bar{e}_2 \\ \bar{h}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{T}_1^{11} & \bar{T}_1^{12} \\ \bar{T}_1^{21} & \bar{T}_1^{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{e}_1 \\ \bar{h}_1 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{0} \\ \bar{j} \end{bmatrix} \quad (\text{II.41})$$

$$\bar{h}_2 = \bar{g}_0 \cdot \bar{e}_2 \quad (\text{II.42})$$

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.

$$\bar{e}_2 = \bar{Q} \cdot \bar{j} \quad (\text{II.43})$$

En remplaçant par (II.40) dans (II.41) nous obtenons:

$$\bar{e}_2 = \bar{T}_1^{12} \cdot \bar{h}_1 \quad (\text{II.44})$$

$$\bar{h}_2 = \bar{T}_1^{22} \bar{h}_1 - \bar{j} \quad (\text{II.45})$$

$$(\text{II.45}) \Rightarrow \bar{h}_1 = (\bar{T}_1^{12})^{-1} \bar{e}_2 \quad (\text{II.46})$$

En remplaçant par (II.42) et (II.46) dans (II.45) nous obtenons:

$$\begin{aligned} \bar{g}_0 \bar{e}_2 &= \bar{T}_1^{22} (\bar{T}_1^{12})^{-1} \bar{e}_2 - \bar{j} \\ &\Rightarrow \left[\bar{T}_1^{22} (\bar{T}_1^{12})^{-1} - \bar{g}_0 \right] \bar{e}_2 = \bar{j}. \\ \Rightarrow \bar{e}_2 &= \left[\bar{T}_1^{22} (\bar{T}_1^{12})^{-1} - \bar{g}_0 \right]^{-1} \bar{j}. \\ \Rightarrow \bar{Q} &= \left[\bar{T}_1^{22} (\bar{T}_1^{12})^{-1} - \bar{g}_0 \right]^{-1} \end{aligned} \quad (\text{II.47})$$

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

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

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

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

on a :

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

Alors:

$$\bar{\bar{T}}_1^{22} \left(\bar{\bar{T}}_1^{12}\right)^{-1} - \bar{\bar{g}}_0 = \begin{bmatrix} i \frac{\omega \varepsilon_1 \cos(k_{z1}d_1)}{k_{z1} \sin(k_{z1}d_1)} - \frac{\omega \varepsilon_0}{k_{z0}} & 0 \\ 0 & i \frac{k_{z1} \cos(k_{z1}d_1)}{\omega \mu_0 \sin(k_{z1}d_1)} - \frac{k_{z0}}{\omega \mu_0} \end{bmatrix}$$

On commence par le calcul de Q^e .

$$\left(Q^e\right)^{-1} = \frac{1}{Q^e} = i \frac{\omega \varepsilon_1 \cos(k_{z1}d_1)}{k_{z1} \sin(k_{z1}d_1)} - \frac{\omega \varepsilon_0}{k_{z0}} \quad (\text{II.48})$$

Avec :

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

Alors:

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

Enfin on trouve :

$$Q^e = \frac{-i}{\omega\varepsilon_0} \left\{ \frac{k_{z0}k_{z1} \sin(k_{z1}d_1)}{\varepsilon_{r1}k_{z0} \cos(k_{z1}d_1) + ik_{z1} \sin(k_{z1}d_1)} \right\} \quad (\text{II.49})$$

Maintenant on calcule Q^h :

On a:

$$(Q^h)^{-1} = \frac{1}{Q^h} = i \frac{k_{z1} \cos(k_{z1}d_1)}{\omega\mu_0 \sin(k_{z1}d_1)} - \frac{k_{z0}}{\omega\mu_0}.$$

donc:

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

enfin :

$$(Q^h) = -i \frac{1}{\omega\varepsilon_0} \cdot \frac{k_0^2 \sin(k_{z1}d_1)}{k_{z1} \cos(k_{z1}d_1) + ik_{z0} \sin(k_{z1}d_1)} \quad (\text{II.50})$$

Les équations (II.49) et (II.50) donnent le tenseur spectral de Green $\overline{\overline{Q}}$ dans la représentation [TM(e), TE(h)].

En peut écrire Q^e et Q^h de la manière suivante:

$$Q^e = -i \frac{1}{\omega\varepsilon_0} \cdot \frac{k_{z0}k_{z1} \sin(k_{z1}d_1)}{T_m} \quad (\text{II.51})$$

$$Q^h = -i \frac{1}{\omega\varepsilon_0} \cdot \frac{k_0^2 \sin(k_{z1}d_1)}{T_e} \quad (\text{II.52})$$

avec :

$$T_m = \varepsilon_r k_{z0} \cos(k_{z1} d_1) + i k_{z1} \sin(k_{z1} d_1).$$

$$T_e = k_{z1} \cos(k_{z1} d_1) + i k_{z0} \sin(k_{z1} d_1).$$

donc :

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

maintenant on extrait le tenseur $\overline{\overline{G}}$:

$$\overline{\overline{G}} = \begin{bmatrix} G_{xx} & G_{xy} \\ G_{yx} & G_{yy} \end{bmatrix}$$

avec:

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

$$\Rightarrow \begin{cases} G_{xx} = (k_x^2 Q^e + k_y^2 Q^h) \frac{1}{k_s^2} \\ G_{xy} = G_{yx} = k_x k_y (Q^e - Q^h) \frac{1}{k_s^2} \\ G_{yy} = (k_y^2 Q^e + k_x^2 Q^h) \frac{1}{k_s^2} \end{cases} \quad (\text{II.53})$$

En remplaçant par (II.49) et (II.50) dans (II.53) nous obtenons:

$$\begin{cases} G_{xx} = -i \frac{1}{\omega \varepsilon_0} \left[\frac{k_x^2 k_{z0} k_{z1} \sin(k_{z1} d_1)}{k_s^2 T_m} + \frac{k_y^2 k_0^2 \sin(k_{z1} d_1)}{k_s^2 T_e} \right] \\ G_{xy} = G_{yx} = -i \frac{1}{\omega \varepsilon_0} \left[\frac{k_x k_y k_{z0} k_{z1} \sin(k_{z1} d_1)}{k_s^2 T_m} - \frac{k_x k_y k_0^2 \sin(k_{z1} d_1)}{k_s^2 T_e} \right] \\ G_{yy} = -i \frac{1}{\omega \varepsilon_0} \left[\frac{k_y^2 k_{z0} k_{z1} \sin(k_{z1} d_1)}{k_s^2 T_m} + \frac{k_x^2 k_0^2 \sin(k_{z1} d_1)}{k_s^2 T_e} \right] \end{cases} \quad (\text{II.54})$$

II. 2. 2. L'équation intégrale du champ électrique

Après avoir calculé la fonction tensorielle spectrale de Green, nous allons à présent s'intéresser à formuler l'équation intégrale du champ électrique.

A partir de (II.34) on peut écrire :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{xx} & G_{xy} \\ G_{yx} & G_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (\text{II.55})$$

$$\tilde{E}_x(k_x, k_y, d) = G_{xx} \tilde{J}_x + G_{xy} \tilde{J}_y \quad (\text{II.55a})$$

$$\tilde{E}_y(k_x, k_y, d) = G_{yx} \tilde{J}_x + G_{yy} \tilde{J}_y \quad (\text{II.55b})$$

Le champ électrique rayonné dans l'espace est obtenu à partir de la transformée de Fourier inverse aux équations (II.55a) et (II.55b).

$$E_x(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [G_{xx} \tilde{J}_x + G_{xy} \tilde{J}_y] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.56})$$

$$E_y(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [G_{yx} \tilde{J}_x + G_{yy} \tilde{J}_y] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.57})$$

On sait que le champ électrique spectral dans la région de l'air est :

$$\tilde{\tilde{E}}(k_x, k_y, z) = \tilde{\tilde{E}}(k_x, k_y, d) e^{-j.k_{z0}.(z-d)} \quad (\text{II.58})$$

La transformée de Fourier inverse donne :

$$\tilde{\tilde{E}}(x, y, z) = \frac{1}{4.\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\tilde{E}}(k_x, k_y, d) e^{-j.k_{z0}.(z-d)} e^{j.(k_x.x+k_y.y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.59})$$

Dans les coordonnées sphériques nous avons :

$$x = r.\sin \theta.\cos \phi \quad y = r.\sin \theta.\sin \phi \quad z = r \cos \theta$$

$$F = -k_x.x - k_y.y + k_{z0} = r.(-k_x.\sin \theta.\cos \phi - k_y.\sin \theta.\sin \phi + k_{z0}.\cos \theta)$$

Où θ et ϕ sont les variations angulaires usuelles des coordonnées sphériques. Les points de la phase stationnaire sont déterminés par :

$$\frac{\partial \bar{F}}{\partial K_x} = \frac{\partial \bar{F}}{\partial K_y} = 0$$

$$r \left[-\sin \theta \cos \phi - \frac{k_x}{k_{z0}} \cos \theta \right] = r \left[-\sin \theta \sin \phi - \frac{k_y}{k_{z0}} \cos \theta \right] = 0$$

On trouve :

$$k_{z0} = k_z \cos \theta$$

Donc les points de la phase stationnaire sont :

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

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

$$k_z = k_0 \cos \theta$$

$$\begin{bmatrix} E_\theta(r) \\ E_\phi(r) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\cos \phi & -\sin \phi \\ \cos \theta \sin \phi & -\cos \theta \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (\text{II.60})$$

$$E_\theta(r) = -\cos \phi E_x - \sin \phi E_y$$

$$E_\phi(r) = \cos \theta \sin \phi E_x - \cos \theta \cos \phi E_y$$

Donc le champ rayonné en zone lointaine est donné par :

$$E_\theta(r) = j k_0 \frac{e^{-jk_0 r} e^{jk_0 \cos \theta d}}{2\pi r} [-(\cos \phi G_{xx} + \sin \phi G_{xy}) J_x + (\cos \phi G_{yx} + \sin \phi G_{yy}) J_y] \quad (\text{II.61})$$

$$E_\phi(r) = j k_0 \frac{e^{-jk_0 r} e^{jk_0 \cos \theta d}}{2\pi r} [(\cos \theta \sin \phi G_{xx} - \cos \theta \cos \phi G_{xy}) J_x + (\cos \theta \sin \phi G_{yx} - \cos \theta \cos \phi G_{yy}) J_y] \quad (\text{II.62})$$

II. 2. 3 Résolution des équations intégrales par la méthode des moments «Galerkin »

La première étape dans la résolution des équations intégrales permet de convertir les équations intégrales en un système homogène d'équations linéaires.

Nous savons que E_x et E_y des équations (II.56) et (II.57) sont nuls sur le patch métallique:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{xx} \tilde{J}_x e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{xy} \tilde{J}_y e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (\text{II.63a})$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{yx} \tilde{J}_x e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{yy} \tilde{J}_y e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (\text{II.63b})$$

Pour résoudre les équations (II.63a) et (II.63b) 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:

$$J_x(x, y) = \sum_{n=1}^N a_n J_{xn}(x, y) \quad (\text{II.64a})$$

$$J_y(x, y) = \sum_{m=1}^M b_m J_{ym}(x, y) \quad (\text{II.64b})$$

En substituant la transformée de Fourier de (II.64a) et (II.64b) dans (II.63a) et (II.63b) nous aurons :

$$\sum_{n=1}^N a_n \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{xx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{xy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (\text{II.65a})$$

$$\sum_{n=1}^N a_n \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{yx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{yy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0. \quad (\text{II.65b})$$

En multipliant (II.65a) par $J_{xk}(x, y)$, $k = \overline{1, N}$ et en intégrant sur le domaine du patch on trouve (II.66a).

En multipliant (II.65b) par $J_{yl}(x, y)$, $l = \overline{1, M}$ et en intégrant sur le domaine du patch on trouve (II.66b).

$$\sum_{n=1}^N a_n \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) G_{xx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \tilde{J}_{xk}(-k_x, -k_y) G_{xy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (\text{II.66a})$$

$$\sum_{n=1}^N a_n \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) G_{yx} \tilde{J}_{xn}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \sum_{m=1}^M b_m \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \tilde{J}_{yl}(-k_x, -k_y) G_{yy} \tilde{J}_{ym}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 0 \quad (\text{II.66b})$$

Les équations (II.66a) et (II.66b) peuvent être écrites sous une forme matricielle:

$$\begin{bmatrix} (Z_{kn}^1)_{N \times N} & (Z_{km}^2)_{N \times M} \\ (Z_{ln}^3)_{M \times N} & (Z_{lm}^4)_{M \times M} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (a_n)_{N \times 1} \\ (b_m)_{M \times 1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.67})$$

Donc on abouti à un système d'équations homogène et pour évité sa solution triviale, il faut que le déterminant de la matrice \bar{Z} devient nul.

Avec :

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

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

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

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

$k, n=1, \dots, N$ et $l, m=1, \dots, M$.

II. 2. 4. La fréquence et la bande passante

On sait que la déterminant de la matrice $[Z]$ est une fonction de la fréquence, et les solutions qui annulent le déterminant sont des fréquences complexes $f = \frac{\omega}{2\pi}$ qui est la fréquence de résonance de l'antenne.

La fréquence de résonance, le facteur de qualité et la bande passante sont données par:

$$f = f_r + if_i$$

$$Q = \frac{f_r}{2.f_i} \quad \text{et} \quad BW = \frac{1}{Q}$$

Où:

f_i : est la partie imaginaire de la fréquence de résonance .

f_r : est la partie réelle de la fréquence de résonance.

II. 2. 5. Choix des fonctions de base

Pour l'étude de l'antenne plaque micro ruban rectangulaire caractérisé par (sa largeur W , sa longueur L) il semble naturel de choisir comme base de développement les fonctions propres de la cavité résonante rectangulaire. Ces dernières sont définies sur toutes les surfaces de l'élément et s'expriment de la manière suivante:

$$\begin{aligned}
 J_{xn} &= \sin\left[\frac{n_1\pi}{L}\left(x + \frac{L}{2}\right)\right] \cos\left[\frac{n_2\pi}{W}\left(y + \frac{W}{2}\right)\right] \\
 J_{ym} &= \sin\left[\frac{m_2\pi}{W}\left(y + \frac{W}{2}\right)\right] \cos\left[\frac{m_1\pi}{L}\left(x + \frac{L}{2}\right)\right] \\
 \frac{-L}{2} &\leq x \leq \frac{L}{2} \\
 \frac{-W}{2} &\leq y \leq \frac{W}{2}
 \end{aligned} \tag{II.68}$$

- Les transformées de Fourier de J_{xn} , J_{ym} sont $F(J_{xn})$, $F(J_{ym})$ donner par :

$$\begin{aligned}
 F(J_{xn}) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} J_{xn} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \\
 F(J_{ym}) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} J_{ym} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y
 \end{aligned} \tag{II.69}$$

- $F^*(J_{xn})$, $F^*(J_{ym})$ sont les conjuguées de la transformées de Fourier de J_{xn} , J_{ym} .

II. 3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons calculé la fonction tensorielle spectrale de Green. On a établi l'équation intégrale du champ électrique pour une antenne micro ruban rectangulaire, on a choisi la méthode des moments "procédure de Galerkin" comme une méthode d'analyse.

On a abouti à un système d'équations homogènes, sa solution non trivial donne la fréquence de résonance.

La technique de la phase stationnaire est utilisée pour déterminer le champ rayonné en zone lointaine.

CHAPITRE III

Couplage entre les antennes patch rectangulaire

- Introduction.
- Couplage entre les antennes imprimées.
- Définition du couplage dans le plan E et le plan H.
- Contribution à la modélisation du couplage.
- Diagramme de rayonnement.
- Conclusion.

III. 1. Introduction

Les interférences électromagnétiques entre les éléments rayonnants dans un réseau d'antennes imprimées, s'expriment par la modification de la répartition des courants de surface. Ce phénomène dit couplage, dépend du type d'antenne et de la distance entre les éléments.

Le couplage entre deux antennes imprimées périodiques est d'une grande importance dans la conception des antennes en réseaux, car il peut entraîner une variation de diagramme de rayonnement.

Dans ce chapitre, nous essayons d'étudier l'influence du couplage sur le diagramme de rayonnement dans le cas d'un réseau d'antenne à deux sources puis N sources. Nous proposons une analyse d'antennes imprimées disposées en réseaux périodiques, alimentées, sans l'effet de couplage puis avec l'effet de couplage.

III. 2. Couplage entre les antennes imprimées

Le couplage mutuel est dû aux effets simultanés du rayonnement en espace libre et à la propagation des ondes de surface. C'est un critère important qu'il faut donc considérer lors du calcul des caractéristiques des réseaux. Le calcul théorique du couplage mutuel a été proposé par (Kraus 1950) et (Balanis 1982), il dépend du type d'antenne et de la distance entre les éléments. Ainsi Jedlicka et Carver ont étudié expérimentalement l'effet de couplage entre les antennes plaquées pour des géométries rectangulaires et circulaires [15]. Différentes méthodes ont été présentées pour calculer le coefficient de couplage entre les antennes rectangulaires micro ruban. Ces méthodes ont été proposées par différents auteurs tels que Sindoris, Pénard, Pozar, etc.

La méthode des moments est utilisée pour traiter l'effet du couplage qui est basé sur l'écriture des équations de Maxwell sous la forme de transformée de Fourier, le choix de la condition de continuité surfacique et la détermination des fonctions de Green qui lient les champs aux courants, pour en déduire les courants de surface sur chaque élément rayonnant [18].

III. 3. Définition du couplage dans le plan E et le plan H

Les diagrammes de rayonnement sont généralement représentés dans deux plans orthogonaux "plan E et plan H", par rapport à la direction principale.

Plan E : lieu des points de l'espace où le champ électrique rayonné est contenu dans ce plan.

Plan H : lieu des points de l'espace où le champ magnétique rayonné est contenu dans ce plan.

On distingue deux types de couplage Figure III.1 [19], [20] :

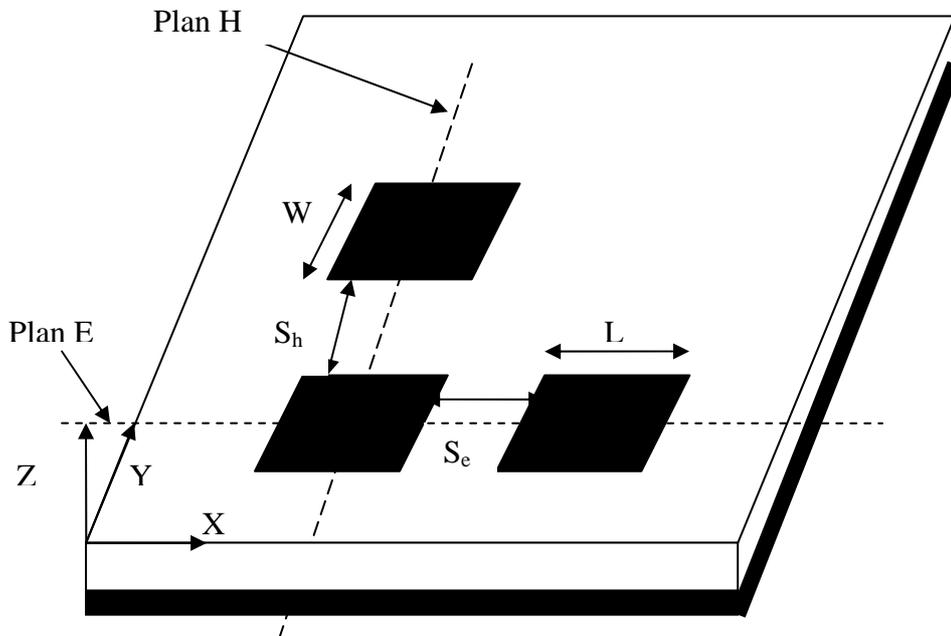


Figure III. 1. Couplage entre les antennes patch dans le plan E et H

- Couplage horizontal ou couplage dans le plan E : c'est-à-dire le couplage entre deux éléments dans le même substrat, le long de la direction de x avec une séparation d'accouplement S_e , toutes les largeurs W des patchs (dans la direction de y) ont les mêmes tailles.

- Couplage vertical ou couplage dans le plan H, le long de la direction de y avec une séparation d'accouplement S_h , les longueurs L des patchs (dans la direction de x) sont les mêmes.

III. 4. Contribution à la modélisation du couplage

III. 4. 1. L'équation matricielle

Le courant qui circule dans chaque antenne, induit des courants dans toutes les autres antennes alimentées ou non. On peut modéliser le couplage mutuel entre les antennes par des paramètres tels que l'impédance mutuelle, l'admittance mutuelle, le coefficient de transmission, etc.

En tenant compte de l'effet de couplage, nous aurons besoin de calculer le courant de chaque élément à partir des tensions appliquées et de la matrice impédance du réseau [21].

Dans le cas pratique, les éléments rayonnants sont alimentés par des courants de même amplitude et de même phase, les courants de surface créés sur chaque élément sont obtenus à partir de l'équation matricielle suivante :

$$[V] = [Z][I] \quad (\text{III.1})$$

Dans laquelle :

[Z] : est la matrice d'impédance.

I: élément du vecteur courant [I].

V : élément du vecteur excitation [V].

Les courants induits I ont été représentés à partir des tensions appliquées V à chaque élément. Dans les cas pratiques, la matrice [V] est généralement connue et nous pouvons alors déduire le courant à l'entrée de chaque élément en connaissant la matrice d'impédance, donc on peut écrire :

$$[I] = [V][Z]^{-1} \quad (\text{III. 2})$$

III. 4. 2. Modélisation par la méthode analytique

On considère un réseau linéaire formé de deux antennes disposées chacune sur l'un des axes à une distance S comme l'indique la Figure III.2 [22], [23]. L'antenne utilisée dans cette étude à une forme rectangulaire, qui est simple à étudier due à la simplicité des formes des équations modélisant le rayonnement.

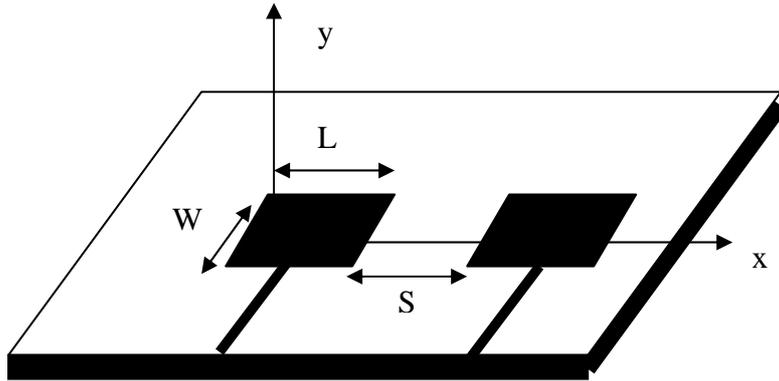


Figure III. 2. Schémas de deux patchs

Dans le cas de deux antennes patchs couplées, on considère un quadripôle montré par sa matrice d'impédance $[Z]$ qui est défini de la façon suivante :

$$V_1 = Z_{11} \cdot I_1 + Z_{12} \cdot I_2 \quad (\text{III.3})$$

$$V_2 = Z_{21} \cdot I_1 + Z_{22} \cdot I_2 \quad (\text{III.4})$$

Où Z_{11} et Z_{22} représentent respectivement l'impédance d'entrée de l'antenne 1 en présence de l'antenne 2 et l'impédance d'entrée de l'antenne 2 en présence de l'antenne 1.

Z_{12} et Z_{21} sont les impédances mutuelles, définissant le couplage entre les deux antennes, nous savons par le principe de réciprocité que les impédances de couplage sont égales : $Z_{12} = Z_{21}$.

Dans le cas où l'une des antennes est excitée et l'autre non, les éléments de la matrice d'impédance sont donnés par les formules suivantes :

$$Z_{11} = \frac{V_1}{I_1} \Big|_{I_2=0} \quad (\text{III.5})$$

$$Z_{12} = \frac{V_1}{I_2} \Big|_{I_1=0} \quad (\text{III.6})$$

Où I_1 et I_2 sont les courants qui circulent dans l'antenne 1 et 2 respectivement et V_1 est la tension qu'il faudrait appliquer à l'antenne 1.

Pour deux antennes patch, le schéma électrique équivalent qui prend en compte le couplage entre les patches est montré sur la Figure III.3. Les éléments qui caractérisent le couplage sont C_{c2} et C_{c1} .

Le modèle que nous proposons est constitué de deux circuits électriques équivalents d'antennes patches. Chaque circuit électrique équivalent d'antennes est constitué d'un circuit RLC en parallèle (une résistance R_1 , une capacité C_1 et une self L_1) représente la première antenne, en parallèle avec (une résistance R_2 , une capacité C_2 et une self L_2) représente la deuxième antenne, les deux antennes sont identiques ($R_1=R_2=R$, $C_1=C_2=C$ et $L_1=L_2=L$), les éléments qui caractérisent le couplage sont C_{c2} disposé horizontalement et C_{c1} disposé verticalement.

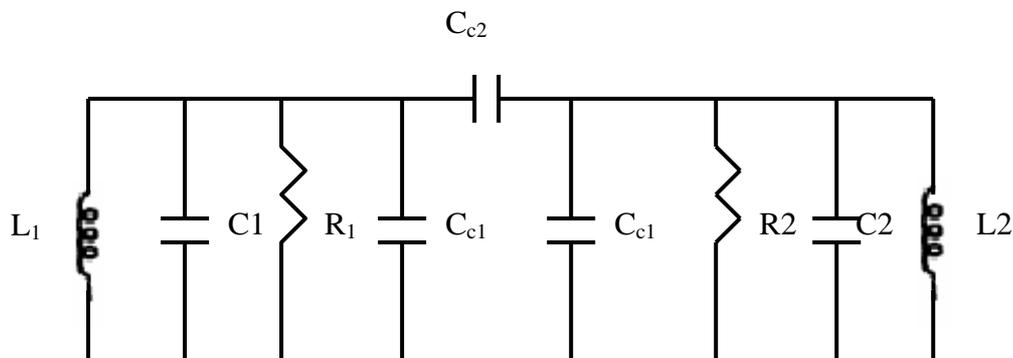


Figure III.3. Circuit électrique équivalent de deux patches.

En utilisant les transformations suivantes $[I] = [Y].[V]$, on assimile notre circuit à une cellule en Π avec :

$$Y_{11} = Y1 + i\omega C_{c2} \quad (\text{III.7})$$

$$Y_{12} = -i\omega C_{c2} \quad (\text{III.8})$$

$$Y_{21} = Y_{12} \quad (\text{III.9})$$

$$Y_{22} = Y_{11} \quad (\text{III.10})$$

Où

$$Y1 = \frac{1}{iL\omega} + \frac{1}{R} + i\omega(C + C_{c1}) \quad (\text{III.11})$$

D'autre part, on applique les relations de passage pour exprimer les paramètres Z_{ij} et S_{ij} en fonction de l'admittance:

$$\begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{|Y|} \begin{bmatrix} Y_{22} & -Y_{12} \\ -Y_{21} & Y_{11} \end{bmatrix} \quad (\text{III.12})$$

On peut déterminer la matrice $[S]$ à partir de la matrice $[Y]$ du quadripôle:

$$S_{12} = \frac{2y_{12}}{(1 + y_{11})(1 + y_{22}) - y_{12}y_{21}} \quad (\text{III.13})$$

$$S_{11} = \frac{(1 - y_{11})(1 + y_{22}) + y_{12}y_{21}}{(1 + y_{11})(1 + y_{22}) - y_{12}y_{21}} \quad (\text{III.14})$$

$$S_{21} = \frac{2y_{21}}{(1 + y_{11})(1 + y_{22}) - y_{12}y_{21}} \quad (\text{III.15})$$

$$S_{22} = \frac{(1 + y_{11})(1 - y_{22}) + y_{12}y_{21}}{(1 + y_{11})(1 + y_{22}) - y_{12}y_{21}} \quad (\text{III.16})$$

Avec:

$$Y = yY_0 \quad (\text{III.17})$$

$$Y_0 = \frac{1}{Z_0} \quad (\text{III.18})$$

Z_0 : correspond à l'impédance caractéristique de chaque accès.

III. 4. 3. Modélisation par la méthode numérique

Dans ce paragraphe la disposition des deux antennes imprimées périodiques est déjà présentée sur la Figure III.2. La seule modification est que la première antenne est alimentée par une sonde coaxiale à la position (x_p, y_p) et la deuxième par une ligne micro ruban Figure III.4 d'après [24]. Nous allons appliquer la méthode des moments procédure de Galerkin pour déterminer les paramètres caractéristiques de couplage.

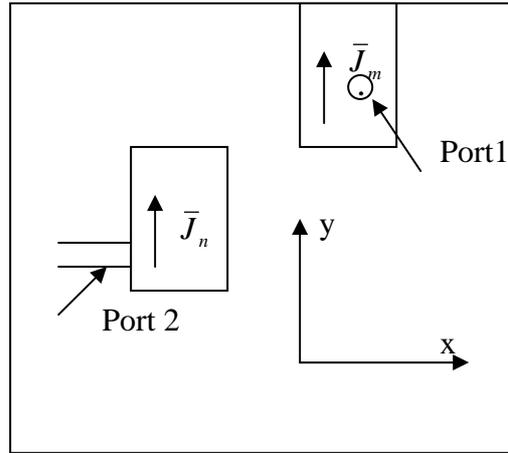


Figure III. 4. Exemple de couplage entre deux éléments d'une antenne micro ruban.

En se basant sur la solution de la méthode de Galerkin qui consiste à développer la distribution du courant sur le patch en série de fonction de base :

$$\bar{J}_s = \sum_{n=1}^N I_n \bar{J}_n \quad (\text{III.19})$$

Où :

\bar{J}_s : la densité surfacique de courant sur le patch.

\bar{J}_n : la n^{ime} fonction de base selon x ou y.

I_n : amplitude du courant inconnue.

En résolvant l'équation :

$$[V] = [Z][I] \quad (\text{III.20})$$

Nous déterminons les I_n .

A partir de la référence [24] et [25] on peut écrire :

$$Z_{mn} = - \int_{S_n} \bar{E}_m \bar{J}_n ds \quad (\text{III.21})$$

$$V_m = - \int_{v_i} \bar{E}_m \bar{J}_i dv \quad (\text{III.22})$$

Avec :

E_m : le champ électrique dû au courant \bar{J}_m du patch considéré.

\bar{J}_i : le courant délivré par la source imprimée du patch.

$$Z_{mn}^{xx} = \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} G_{xx}(K_x, K_y) \cdot F_x(J_{xn}) \cdot F_y(J_{yn}) \cdot F_x^*(J_{ym}) \cdot F_y^*(J_{ym}) \cdot dK_x dK_y \quad (\text{III.23})$$

Et les éléments du vecteur tension sont :

$$V_m = \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} Q_v(K_x, K_y) \cdot [F_x^*(J_{ym}) \cdot F_y^*(J_{ym})] \exp(iK_x x_p + iK_y y_p) dK_x dK_y \quad (\text{III.24})$$

où:

$$Q_v = - \frac{iZ_0}{4\pi^2 K_0} \frac{K_s^2 K_x (\epsilon_r - 1) \sin(K_1 d) + iK_x K_1 T_m \sin(K_1 d)}{\epsilon_r T_e T_m K_1} \quad (\text{III.25})$$

$$x_p = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \tan(\sqrt{\epsilon_r} K_0 d) \quad (\text{III.26})$$

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$$

K_0 : nombre d'onde ($K_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$).

❖ Convergence des résultats numériques

Les intégrales des éléments matriciels de l'impédance et du vecteur de tension sont évaluées numériquement, et pour la convergence des résultats numériques on fait la conversion en coordonnées polaires [24].

$$\begin{aligned} K_x &= \beta \cos \alpha \\ K_y &= \beta \sin \alpha \end{aligned} \quad (\text{III.27})$$

Les doubles intégrations infinies selon (K_x, K_y) sont changés aux coordonnées polaires double intégration suivant (B, α) [26].

$$\int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} dk_x dk_y = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \beta d\alpha d\beta \quad (\text{III.28})$$

Ce changement de variables, à pour avantage de transformer la double intégrale infinie en une seule intégrale infinie et une autre finie, dans ce cas l'effet des ondes de surface sont inclus dans les calculs .

Le chemin d'intégration requis pour atteindre la convergence numérique est :

$$\alpha = 0 \rightarrow \pi/2$$

$$\beta = 0 \rightarrow \infty$$

Pour réduire au minimum le calcul numérique, on choisit la fonction de symétrie suivante : $F_x(-K_x) = F_x^*(K_x)$ et $F_y(-K_y) = F_y^*(K_y)$ ce qui permet d'écrire les relations (III.23) et (III.24) comme suit :

$$Z_{mn}^{xx} = 4 \int_0^{\pi/2} \int_0^{\infty} G_{xx}(K_x, K_y) R_e[F_x(J_{xn})F_x^*(J_{ym})]^* R_e[F_y(J_{xn})F_y^*(J_{ym})] \beta d\beta d\alpha \quad (\text{III.29})$$

$$V_m = 4.i \int_0^{\pi/2} \int_0^{\infty} Q_y(K_x, K_y) \text{Im}[F_x^*(J_{ym}) \exp(i.K_x x_p)]^* R_e[F_y^*(J_{ym}) \exp(i.K_x x_p)] \beta d\beta d\alpha \quad (\text{III.30})$$

Les équations (III.29) et (III.30) sont les formes finales utilisées pour le calcul des éléments de la matrice impédance et le vecteur tension.

La formule (III.30) correspond à l'alimentation par une sonde coaxiale, cependant lorsque l'excitation est faite par une ligne micro ruban, il faut la multiplier par le facteur $\sqrt{\frac{W_e}{H}}$.

Si W est la largeur de la ligne d'alimentation, W_e est la largeur effective :

$$W_e = W + 0.412 \left(\frac{\epsilon_e + 0.30}{\epsilon_e - 0.258} \right) \left(\frac{W + 0.262H}{W + 0.813H} \right) H \quad (\text{III.31})$$

Où ϵ_e est la permittivité effective de la ligne :

$$\epsilon_e = \frac{1 + \epsilon_r}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{10H}{W} \right) \quad (\text{III.32})$$

❖ Ports d'impédance

Considérons les deux éléments de l'antenne micro ruban de la géométrie de la Figure III. 4. La relation entre les ports de tension et les courants est :

$$[V^p] = [Z^p][I^p] \quad (\text{III.33})$$

Où l'indice p est utilisé pour différentier entre les deux ports et aussi pour distinguer entre cette équation et l'équation (III.20).

La matrice $[Z^p]$ est toujours une matrice 2×2 (pour une géométrie à 2 ports).

Les ports d'impédance $[Z^p]$ nous permettent de déterminer l'impédance d'entrée et l'impédance de couplage mutuelle.

Z_{11}^p est l'impédance d'entrée de l'élément 1 avec l'élément 2 en circuit ouvert, s'écrit sous la forme suivante :

$$Z_{11}^p = \frac{-\int_v \bar{E}^{(1)} \cdot \bar{J}_i^{(1)} dv}{(I_i)^2} \quad (\text{III.34})$$

Où $\bar{E}^{(1)}$ est le champ électrique total à partir des N modes causé par le courant de source $\bar{J}_i^{(1)}$ du port 1, et I_i est le courant terminal de la source (1A dans ce cas).

L'utilisation de l'équation (III.22) nous donne :

$$Z_{11}^p = -\sum_{n=1}^N I_n V_n^{(1)} \quad (\text{III.35})$$

Où I_n sont les amplitudes des modes de courant trouvées à partir de (III.20), et $V_n^{(1)}$ sont les tensions dues à la source 1.

L'impédance de transfert du circuit ouvert entre les ports 1 et 2 peut être écrite sous la forme :

$$Z_{21}^p = \frac{-\int_v \bar{E}^{(2)} \cdot \bar{J}_i^{(1)} dv}{(I_i)^2} \quad (\text{III.36})$$

Où $\bar{E}^{(2)}$ est le champ électrique total causé par le courant de source $\bar{J}_i^{(2)}$ du port 2,

L'utilisation de l'équation (III.22) nous donne :

$$Z_{12}^p = Z_{21}^p = -\sum_{n=1}^N I_n V_n^{(2)} \quad (\text{III.37})$$

III. 5. Diagramme de rayonnement

III. 5. 1. Cas d'un réseau d'antenne à deux sources

Soit $E^0(\theta, \varphi)$ le champ rayonné par un élément de réseau en un point de l'espace à grande distance est situé dans le plan (U_θ, U_ϕ) , en coordonnées sphériques :

$$E^0(\theta, \varphi) = \begin{bmatrix} E_\theta(r) \\ E_\phi(r) \end{bmatrix} \quad (\text{III.38})$$

Avec $E_\theta(r)$ et $E_\phi(r)$ déterminés par les relations (II.61) et (II.62).

Pour un réseau de deux antennes patch identiques, séparées par une distance S et alimentées par une excitation complexe $I = I_q \cdot e^{j\psi_q}$, le champ électrique lointain $E_T(\theta, \phi)$ est une fonction des deux angles de direction θ et ϕ :

$$E_T(\theta, \phi) = E^0(\theta, \phi) \sum_{q=1}^2 I_q \exp(i \cdot K_0 S \sin \theta \cos \phi + \psi_q) \quad (\text{III.39})$$

Où :

I_q, ψ_q : amplitude et phase de l'excitation complexe d'alimentation.

III. 5. 2. Cas d'un réseau d'antenne à N sources

Considérons un réseau linéaire de N sources rayonnantes identiques disposées chacune sur l'un des axes à une distance S_q comme l'indique la Figure III.5, et alimentées par une excitation complexe $I = I_q \cdot e^{j\psi_q}$.

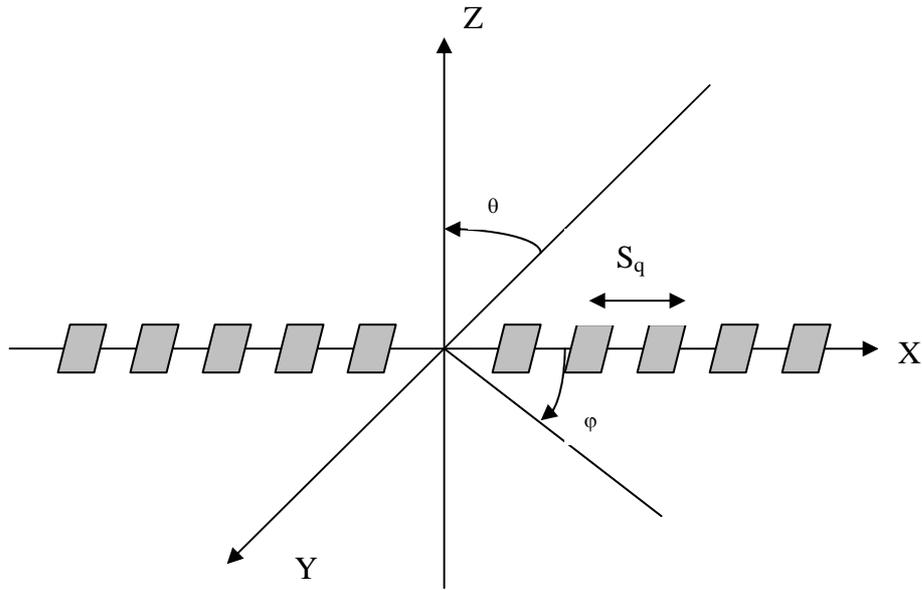


Figure III. 5. Structure d'un réseau d'antenne linéaire

En appliquant le principe de superposition, le champ total rayonné s'écrit sous la forme :

$$E_T(\theta, \phi) = E^0(\theta, \phi) \sum_{q=1}^N I_q \exp(i.K_0 S_q \sin \theta \cos \phi + \psi_q) \quad (\text{III.40})$$

Où $E^0(\theta, \phi)$ est le champ calculé par la formule (III.38).

Les caractéristiques de rayonnement du système dépendent à la fois du diagramme de rayonnement élémentaire, des coefficients d'excitation en amplitude et en phase sur chaque source et de la distance entre éléments.

En cas de prise en compte du couplage, nous avons besoin de calculer le courant de chaque élément à partir des tensions appliquées $[V_m]$ et de la matrice impédance du réseau $[Z_{mn}]$. En remplaçant la formule du courant (III.2) dans les équations (III.39) et (III.40) nous obtenons le champ rayonné total pour deux antennes et N sources d'antennes tenant compte l'effet de couplage.

III. 6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié une structure de deux patchs micro ruban de forme rectangulaire alimentés. La méthode spectrale est utilisée pour la détermination respective des paramètres suivants: l'impédance mutuelle, le courant d'excitation et le champ rayonné.

L'étude a été élargie au calcul du diagramme de rayonnement pour un réseau d'antennes. On constate que le couplage joue un rôle important sur les caractéristiques individuelles de chaque élément, de ce fait le diagramme de rayonnement sera modifié.

CHAPITRE IV

Résultats numériques et discussions

- Introduction.
- Résultats numériques.
- Conclusion.

IV. 1. Introduction

Dans ce chapitre nous proposons de faire une étude détaillée d'une antenne microbande rectangulaire, en utilisant la méthode des moments pour déterminer la fréquence de résonance et les autres paramètres de l'antenne tels que ; le facteur de qualité, la bande passante et la variation du champ rayonné en zone lointaine. Ensuite le résultat sera généralisé pour le calcul du champ rayonné d'un réseau d'antennes sans tenir compte de l'effet de couplage. Nous discutons, enfin, la variation du coefficient de couplage Z_{12} et S_{12} en fonction de la distance entre les éléments rayonnants et l'effet de couplage sur le rayonnement.

IV. 2. Résultats numériques

IV. 2. 1. Fréquence de résonance et bande passante

Dans cette partie nous allons étudier l'effet de quelques paramètres physiques de l'antenne microbande rectangulaire caractérisée par $L=1.5\text{cm}$, $W=1\text{cm}$ et $\varepsilon_r=2.35$, sur la fréquence de résonance pour le premier mode fondamental TM_{10} , puisque ses fonctions de base donne une bonne convergence.

Les Figures IV.1, IV.2, IV.3 et IV.4 représentent respectivement la variation de la fréquence de résonance partie réelle et partie imaginaire, le facteur de qualité et la bande passante en fonction du rapport H/W .

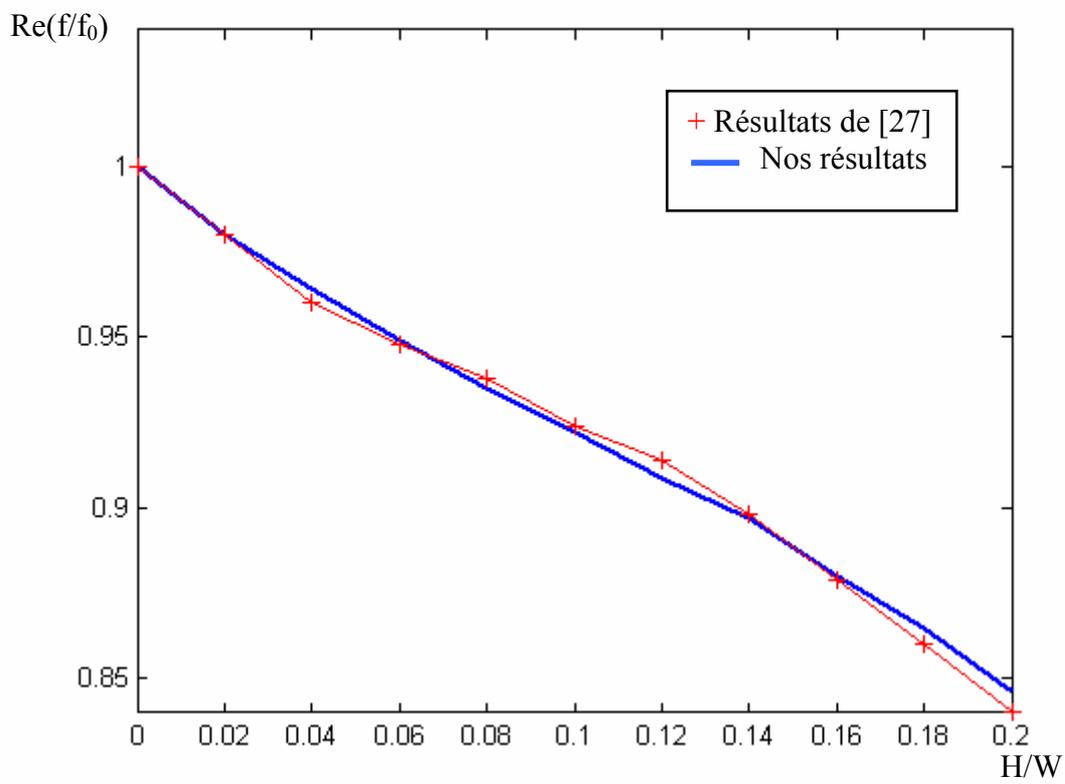


Figure IV. 1. fréquence de résonance (partie réelle) en fonction de l'épaisseur du substrat pour $L=1.5\text{cm}$, $W=1\text{cm}$ et $\varepsilon_r=2.35$.

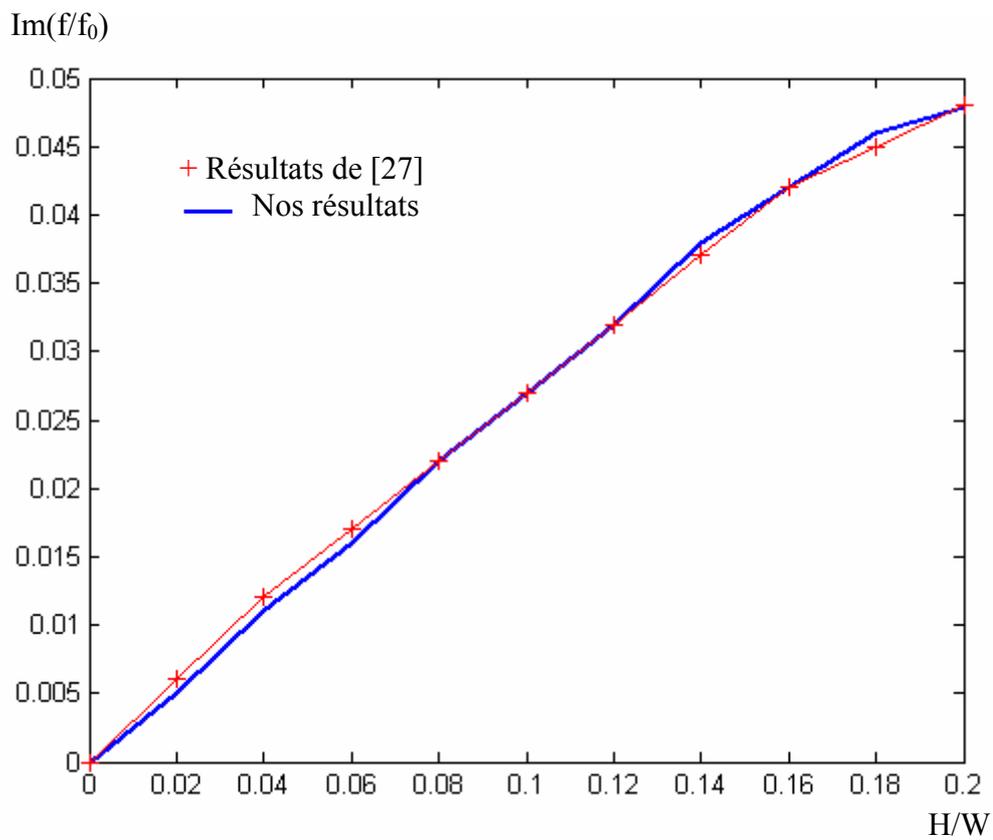


Figure IV. 2. fréquence de résonance (partie imaginaire) en fonction de l'épaisseur du substrat pour $L=1.5\text{cm}$, $W=1\text{cm}$ et $\varepsilon_r=2.35$

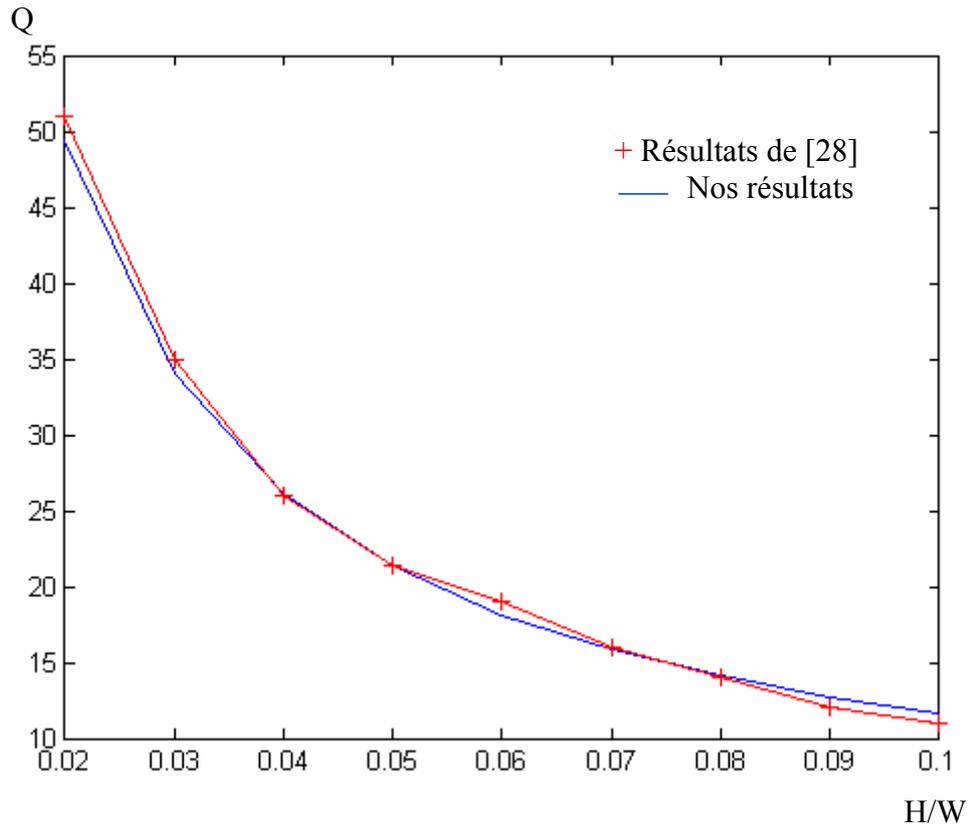


Figure IV. 3. facteur de qualité en fonction de l'épaisseur du substrat pour $L=1.5\text{cm}$,
 $W=1\text{cm}$ et $\varepsilon_r=1$

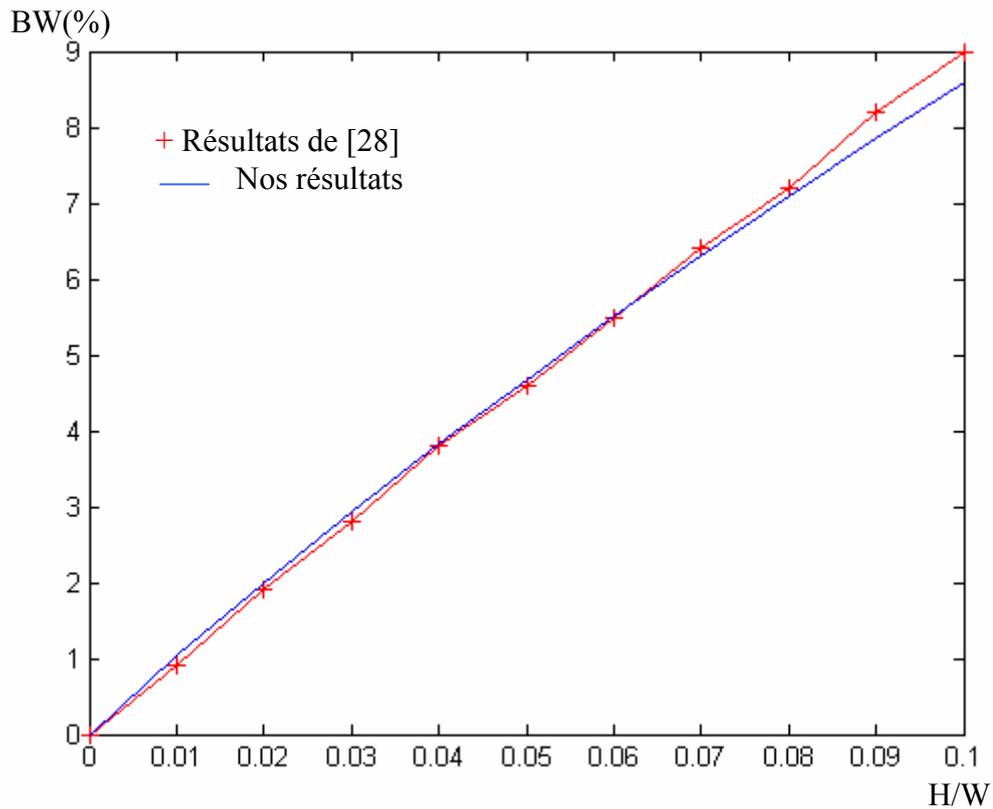


Figure IV. 4. La bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat pour $L=1.5\text{cm}$,
 $W=1\text{cm}$ et $\varepsilon_r=1$

Les résultats obtenus montrent que, lorsque l'épaisseur du substrat augmente, la partie réelle de la fréquence de résonance diminue, par contre la partie imaginaire de la fréquence de résonance augmente.

La bande passante est plus élevée quand l'épaisseur du substrat augmente mais le facteur de qualité diminue.

En effet, nos résultats numériques sont très proches des valeurs obtenues dans les références [27] et [28].

Dans le tableau IV.1 et IV.2 ci-dessous, nous présentons l'influence de la hauteur et la permittivité du substrat sur la fréquence de résonance pour différentes valeurs de H et ϵ_r . Les résultats obtenus sont comparés aux valeurs calculées par différents auteurs et ils sont très proches.

Nous remarquons dans les deux tableaux IV.1 et IV.2, plus les dimensions du substrat diminuent, plus la fréquence de résonance est importante.

Tableau IV.1 : La fréquence de résonance d'un patch pour différentes valeurs de H , avec $\epsilon_r=2,33$.

W (cm)	L (cm)	H (cm)	Fréquence de résonance (GHz)				
			FDTD [15]	Mesure	James	Hammertad	Nos résultats (MoM)
1.70	1.10	0.1524	7.46	7.87	7.46	7.84	8.00
1.70	1.10	0.3175	7.10	6.80	6.47	7.01	7.45
1.70	1.10	0.9525	4.86	4.73	4.32	5.27	5.78

Tableau IV.2 : La fréquence de résonance d'un patch pour différentes valeurs de ϵ_r , avec $L=10.75\text{cm}$, $W=6.55\text{cm}$ et $H=0.1588\text{cm}$.

L (cm)	W (cm)	H (cm)	ϵ_r	Fréquence de résonance (GHz)	
				Modèle de cavité	Nos résultats (MoM)
10.75	6.55	0.1588	2	1.61	1.57
10.75	6.55	0.1588	2.55	1.43	1.40
10.75	6.55	0.1588	3	1.32	1.29
10.75	6.55	0.1588	3.5	1.22	1.20
10.75	6.55	0.1588	4	1.14	1.12
10.75	6.55	0.1588	4.5	1.07	1.06
10.75	6.55	0.1588	5	1.02	1.00

IV. 2. 2. Influence du nombre d'antennes sur le champ rayonné

On montre dans la Figure IV.5 le champ rayonné dans l'espace pour une antenne isolée dans les plans E et H pour le premier mode fondamental TM_{10} . L'antenne est caractérisée par : $L=60$ mm, $W=40$ mm, $H=0.8$ mm, $\varepsilon_r = 4.34$ et $f_r=1.777$ GHz

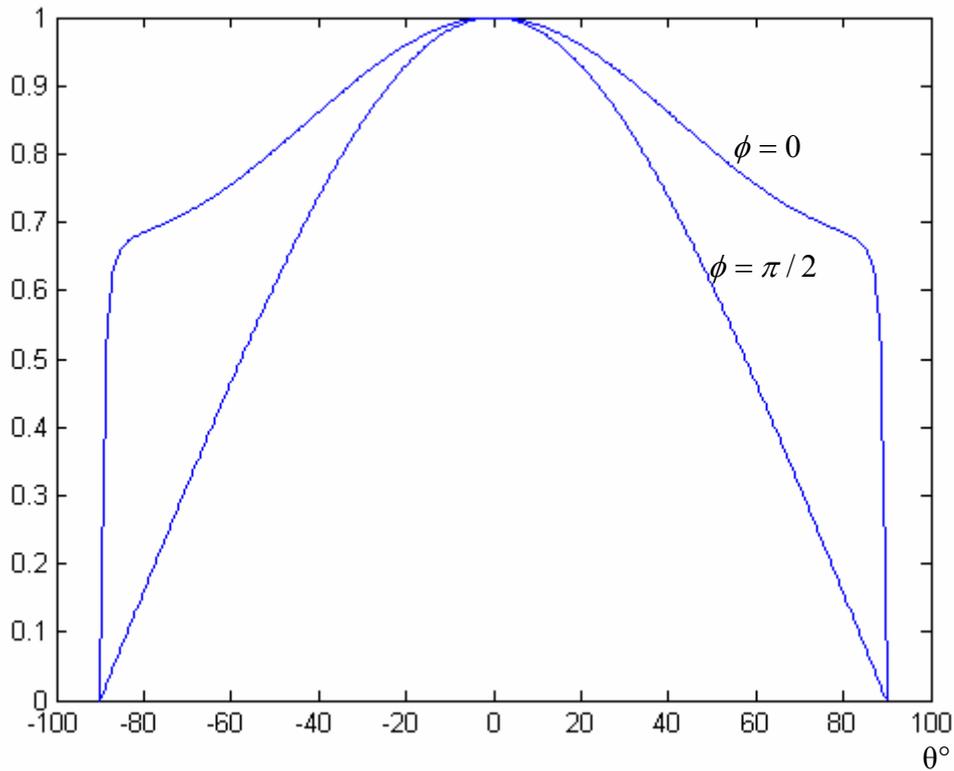


Figure IV. 5. Diagramme de rayonnement d'une antenne patch rectangulaire

On constate que le champ rayonné est maximal pour $\theta = 0$ dans les deux plans, le rayonnement dans le plan H ($\phi = \pi/2$) pour des angles proches de l'horizontal est faible, alors qu'il reste important dans le plan E ($\phi = 0$). Les résultats obtenus sont très proches des calculs obtenus à partir des mesures effectuées dans [29].

Les Figures IV.6 jusqu'à IV.9 montrent les diagrammes de rayonnement pour le premier mode fondamental TM_{10} , pour des réseaux d'antennes ($N= 4, 6, 10,14$) uniformes et à éléments rayonnants identiques, et ce sans tenir compte de l'effet de couplage. Les caractéristiques de l'antenne sont :

$L=6\text{cm}$, $W=4\text{cm}$, $H=0.08\text{cm}$ et $\epsilon_r =4.34$, $f_r =1.777\text{GHz}$ et la distance entre les éléments est $\lambda/2$.

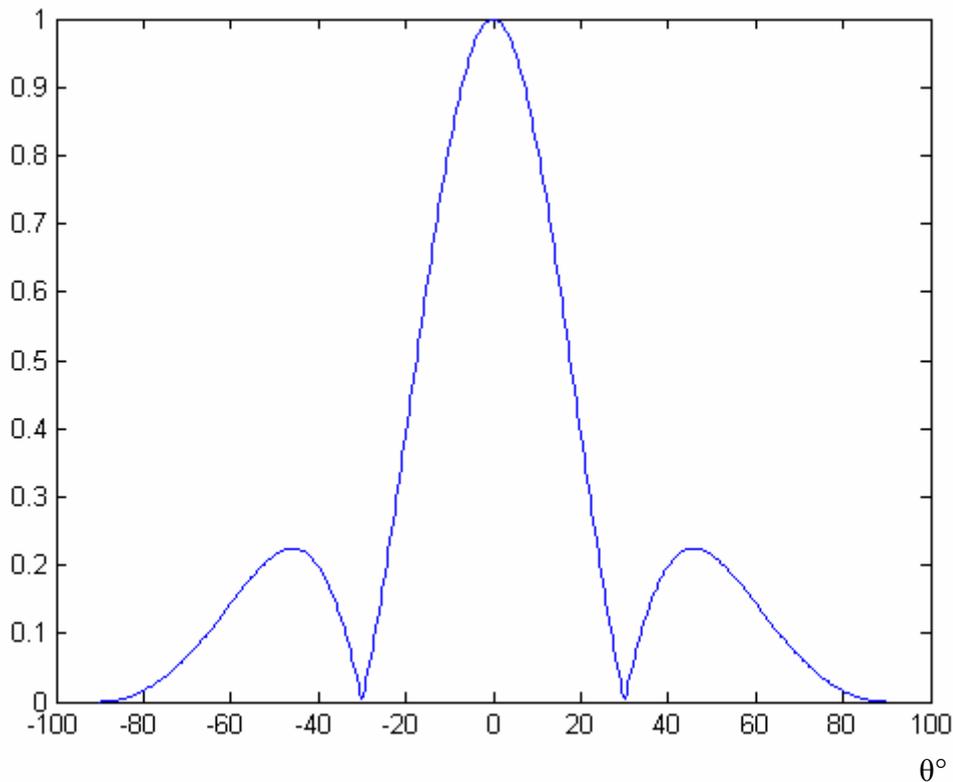


Figure IV. 6. Diagramme de rayonnement du réseau d'antenne pour $N=4$ dans le plan ($\phi = 0$).

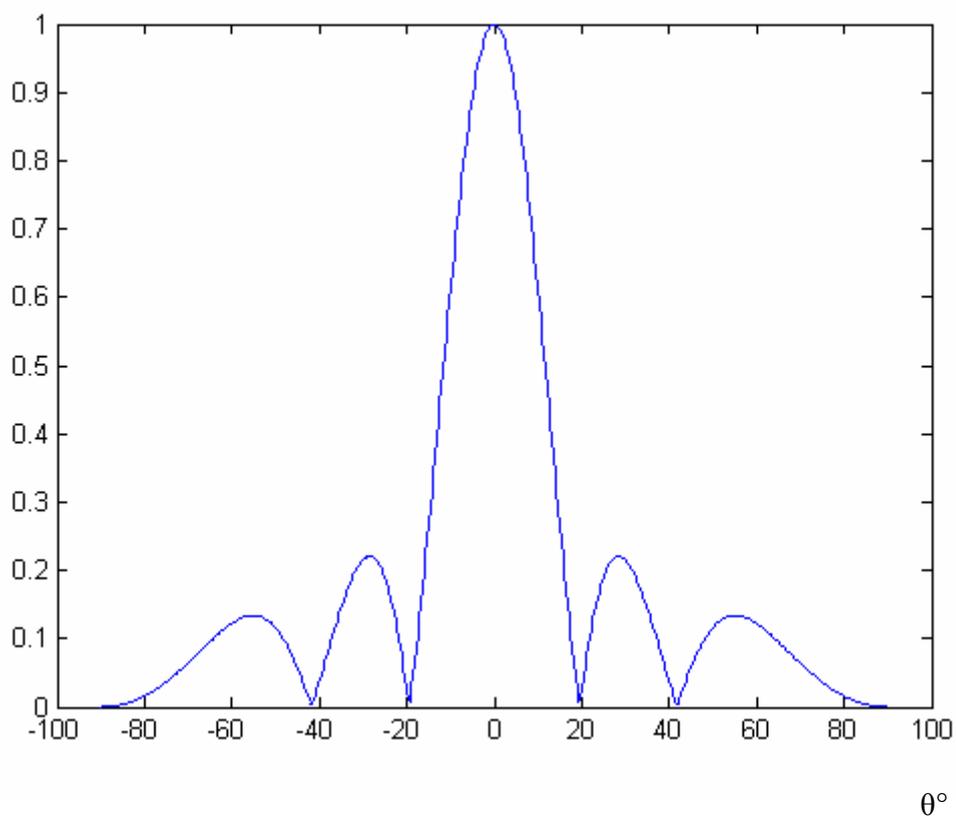


Figure IV. 7. Diagramme de rayonnement du réseau d'antenne pour $N=6$ dans le plan ($\phi = 0$).

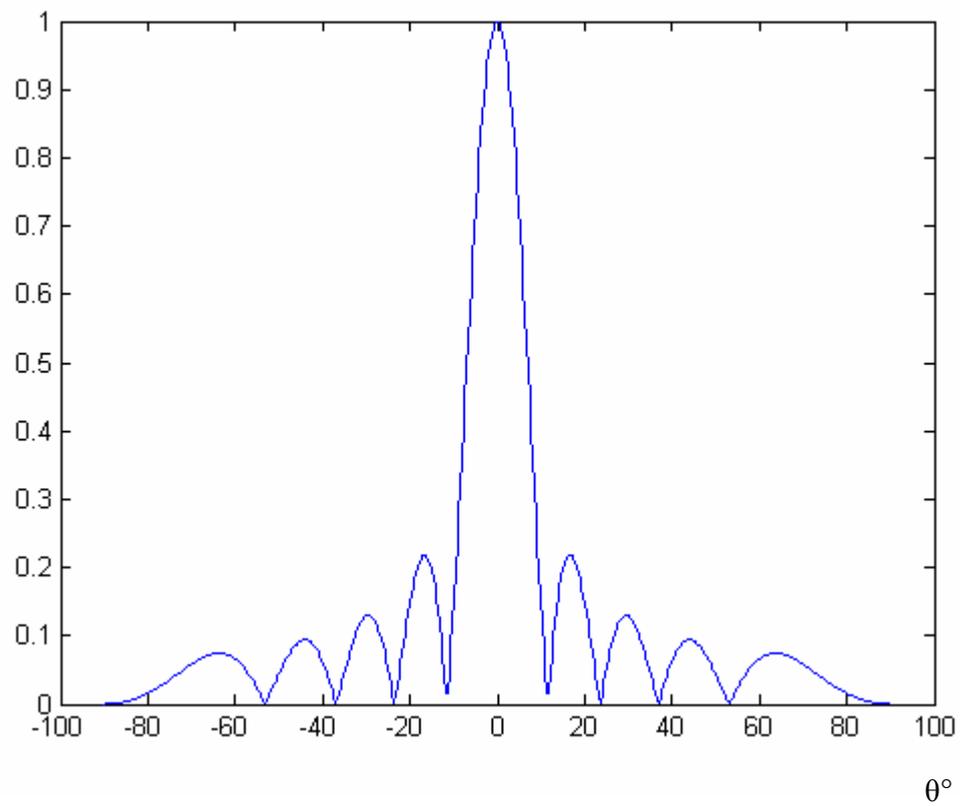


Figure. IV. 8. Diagramme de rayonnement du réseau d'antenne pour $N=10$ dans le plan ($\phi = 0$).

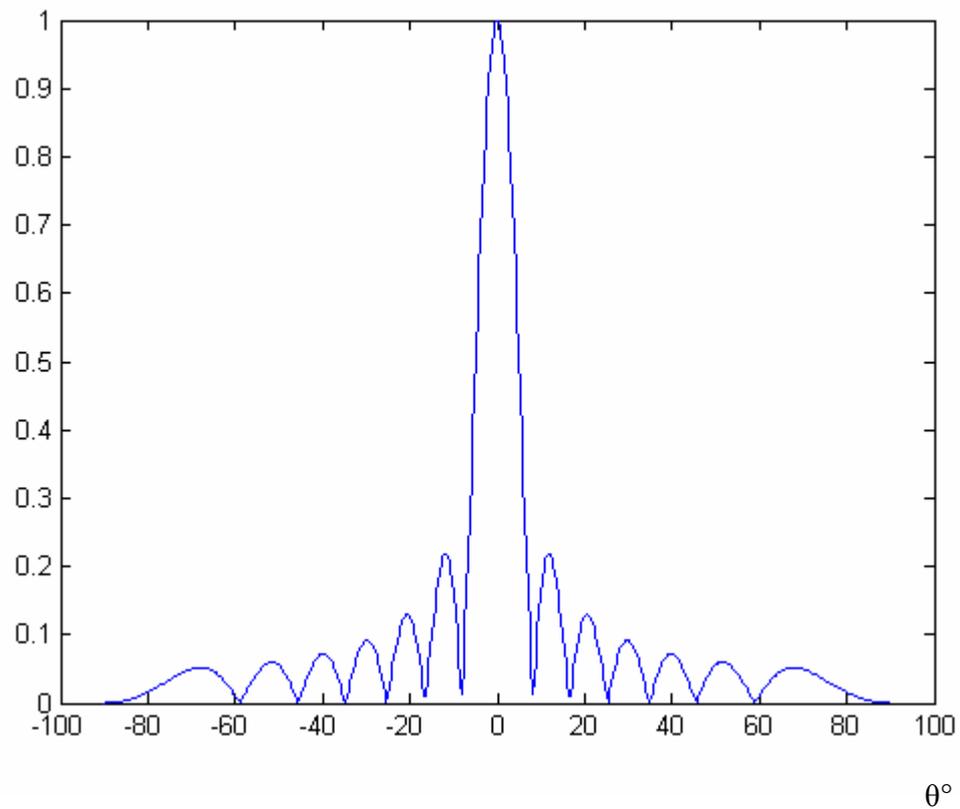


Figure. IV. 9. Diagramme de rayonnement du réseau d'antenne pour $N=14$ dans le plan ($\phi = 0$).

On constate que lorsque N augmente ; une augmentation du nombre des lobes secondaires avec une grande directivité et une diminution de l'ouverture du lobe principal.

IV. 2. 3. Effet de variation de la distance entre les éléments rayonnants

Dans cette section nous allons étudier l'effet de variation de la distance entre les éléments rayonnants sur le diagramme de rayonnement d'un réseau de 6 antennes uniformes, sans tenir compte de l'effet de couplage pour le premier mode fondamental TM_{10} , pour différents écartements ($S = \lambda/4, 5\lambda/8$ et $\lambda/2, \lambda/3$). L'antenne considérée est caractérisée par : $L=1.5\text{cm}$, $W=1\text{cm}$, $H=0.1\text{cm}$ et $\epsilon_r=7$, $f_r=5.41\text{ GHz}$.

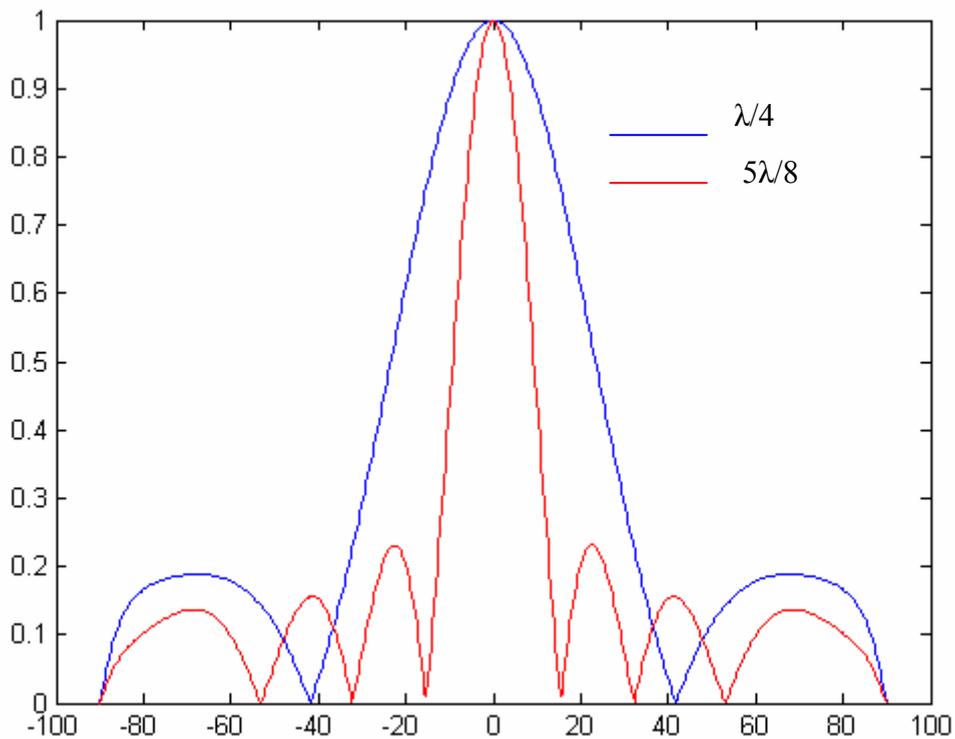


Figure. IV. 10. Diagramme de rayonnement pour les écartements $\lambda/4$ et $5\lambda/8$.
dans le plan ($\varphi = 0$).

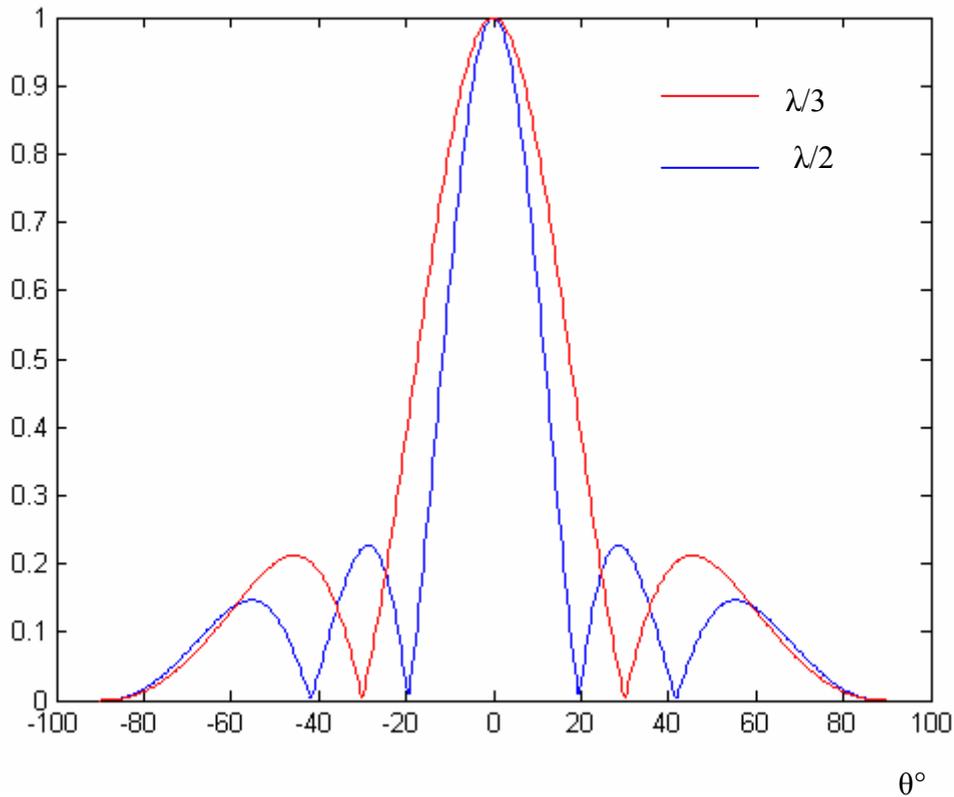


Figure. IV. 11. Diagramme de rayonnement pour les écartements $\lambda/2$ et $\lambda/3$. dans le plan ($\varphi = 0$).

Les Figures IV.10, IV.11 montrent, une augmentation de l'ouverture du lobe principal et une diminution du nombre des lobes secondaires, avec une directivité plus petite lorsque les éléments rayonnants sont proches les uns des autres (l'écartement faible).

IV. 2. 4. Influence de la permittivité sur l'impédance mutuelle

IV. 2. 4. 1. Cas du plan E

Les Figures IV.12 et IV.13 montrent respectivement la variation des coefficients de couplage Z_{12} et S_{12} en fonction de la distance entre les éléments rayonnants dans le plan E, pour deux patchs identiques.

Par contre, la Figure IV. 14 représente la variation du coefficient du couplage Z_{12} dans le plan E pour trois permittivités du substrat $\epsilon_r = 2.35$, $\epsilon_r = 2.55$ et $\epsilon_r = 3$ pour deux patchs identiques où : $W = 6.55$ cm, $L = 10.57$ cm, $H=0.1588$ cm.

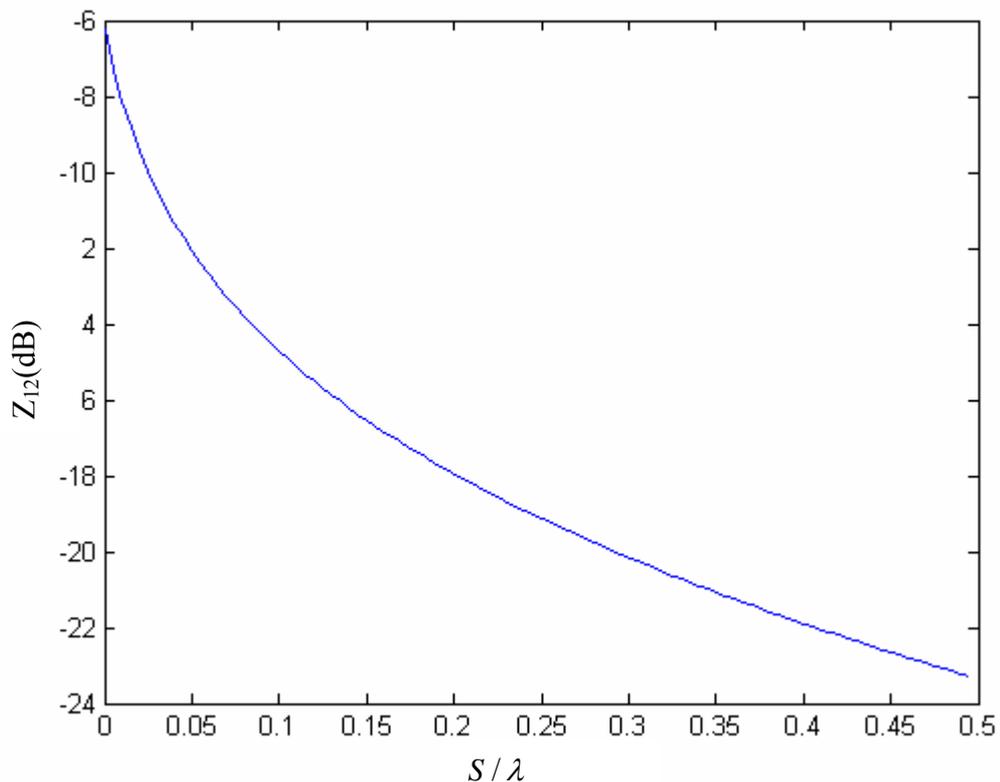


Figure IV. 12. Variation de l'impédance mutuelle entre deux antennes plaquées avec : $W = 10$ mm, $L = 15$ mm $H = 1.58$ mm et $\epsilon_r = 2.35$, $f_r=6.532$ GHz

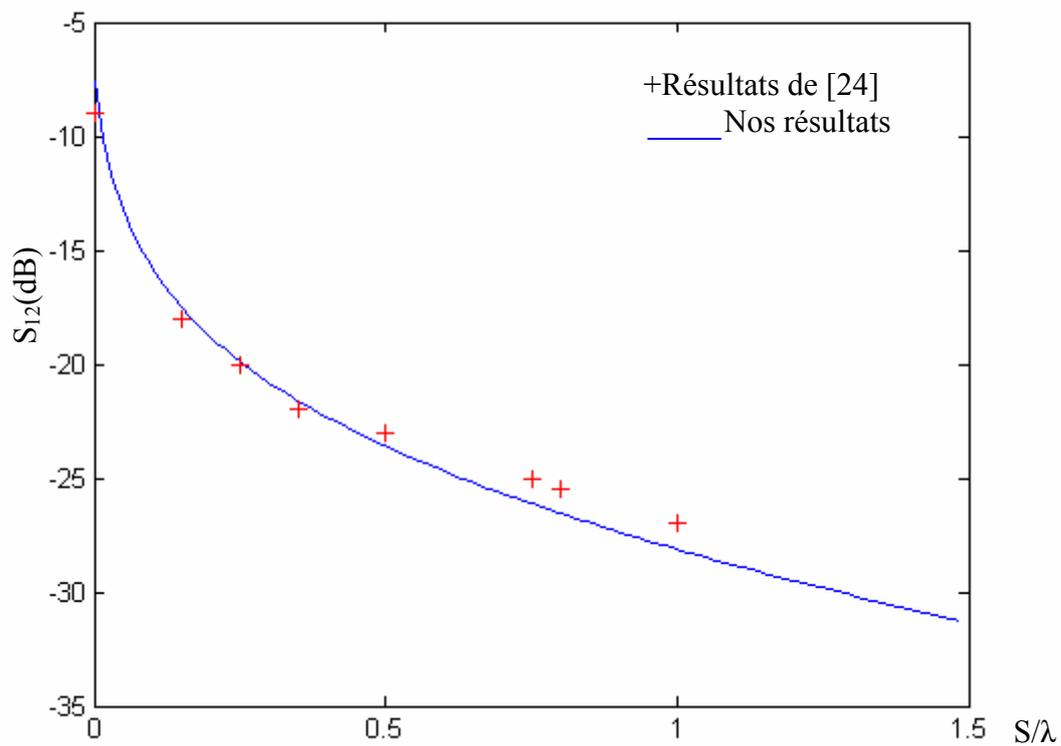


Figure IV. 13. Variation de coefficient de couplage entre deux antennes plaquées dans le plan E.
avec : $W = 6.55$ cm, $L = 10.57$ cm, $H=0.1588$ cm et $\epsilon_r = 2.55$, $f_r=1410$ MHz

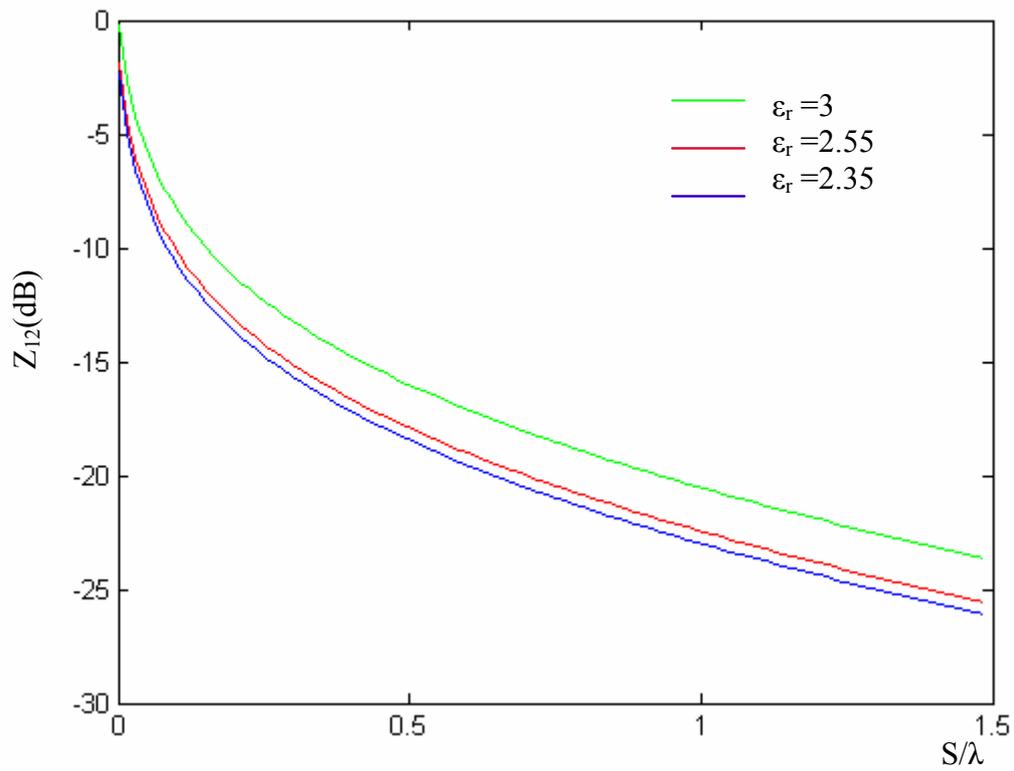


Figure. IV. 14. Variation de l'impédance mutuelle entre deux antennes plaquées dans le plan E

Pour les deux Figures IV. 12 et IV. 13, les résultats montrent que Z_{12} et S_{12} diminuent brusquement quand S (l'espace entre les éléments rayonnants) augmente. On observe que le coefficient du couplage Z_{12} augmente, dans le cas où S est petit. Cette région correspond à la zone de couplage radiatif. Dans le cas où S est augmenté, Z_{12} diminue, cette région correspond au couplage d'onde de surface.

Dans la Figure IV.13 , On constate que les résultats obtenus sont très proches des calculs obtenus à partir de [24] et les mesures effectuées par Carver [24] .

Les résultats obtenus dans la Figure IV.14 montrent que le coefficient du couplage Z_{12} dépend légèrement de ϵ_r et diminue rapidement quand S augmente.

Le tableau IV.3 montre la comparaison de nos coefficients de couplage calculés avec les données théoriques de Dubost, pour différentes valeurs de l'écartement S . On constate un bon accord entre nos calculs et les données théoriques de Dubost.

Tableau IV.3. Comparaison du coefficient de couplage avec des données théoriques pour un réseau de deux antennes identiques $W = 10$ mm, $L = 15$ mm, $H = 1.58$ mm et $\epsilon_r = 2.35$, $f_r=6.532$ GHz

Distance entre les éléments	Le coefficient de couplage Z_{12} (dB)	
	Résultats de [15]	Nos résultats
0.11	-10	-15
0.25	-20	-19.2
0.44	-25	-22.5

IV. 2. 4. 2 Cas du plan E et H

Dans la Figure IV.15, on étudie l'influence de l'écartement entre les éléments rayonnants, sur le coefficient de couplage pour le premier mode fondamental TM_{10} , dans les deux plans E et H. La structure considérée est de deux antennes patchs identiques caractérisées par : $W = 6.55$ cm, $L = 10.57$ cm, $H=0.1588$ cm et $\epsilon_r = 2.55$, $f_r=1410$ MHz

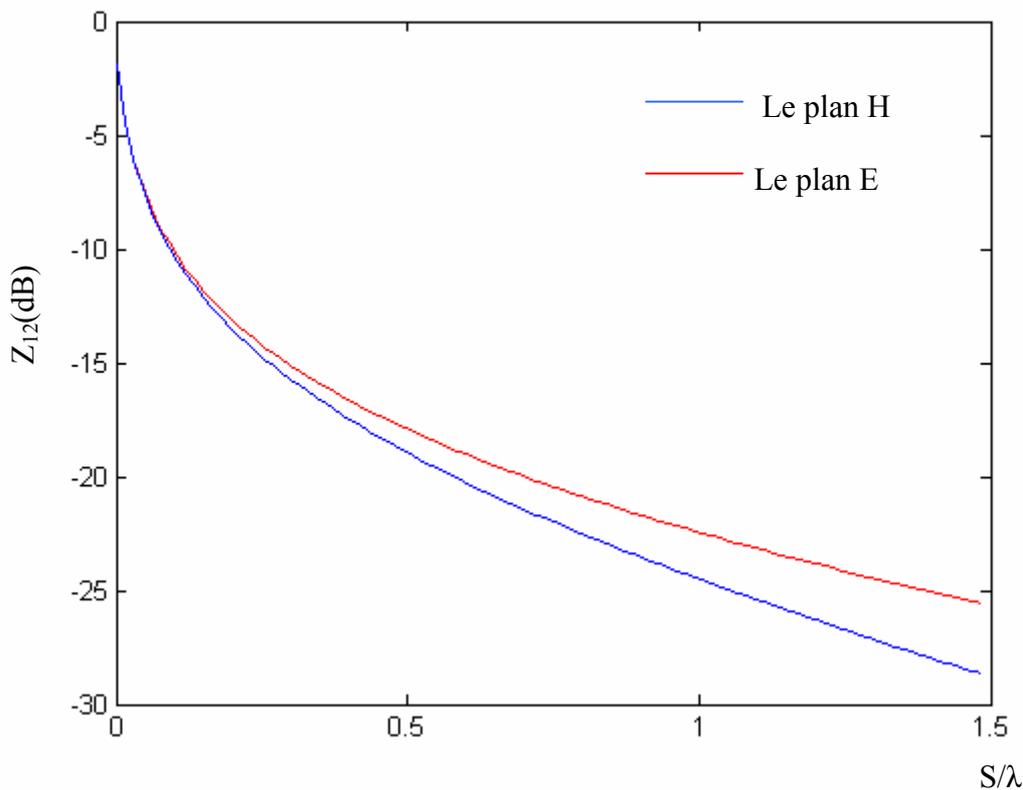


Figure. IV. 15. Variation de l'impédance mutuelle entre deux antennes plaquées dans les plans E et H

à partir de la Figure IV.15, on observe que pour les mêmes dimensions de la structure (L, W, H, ϵ_r et f_r) le couplage entre deux éléments dans les deux plans E et H diminue en fonction de la distance entre les éléments, avec toute fois une décroissance dans le plan E moins rapide que dans le plan H.

Donc le couplage dans le plan E est plus élevé que dans le plan H, l'intensité de couplage inférieure à -20dB dans le plan H et -19 dB dans le plan E à partir d'une distance entre les éléments de 0.55λ n'influe pas sur les caractéristiques de rayonnement d'un réseau.

IV. 2. 5. Effet de variation de paramètres physiques de l'antenne plaque sur l'impédance Mutuelle et sur le paramètre S_{12}

Dans cette partie nous allons étudier l'effet de variation des paramètres physiques de l'élément rayonnant sur l'impédance mutuelle et le coefficient de couplage S_{12} pour un réseau de deux antennes pour le premier mode fondamental TM_{10} dans le plan ($\varphi=0$).

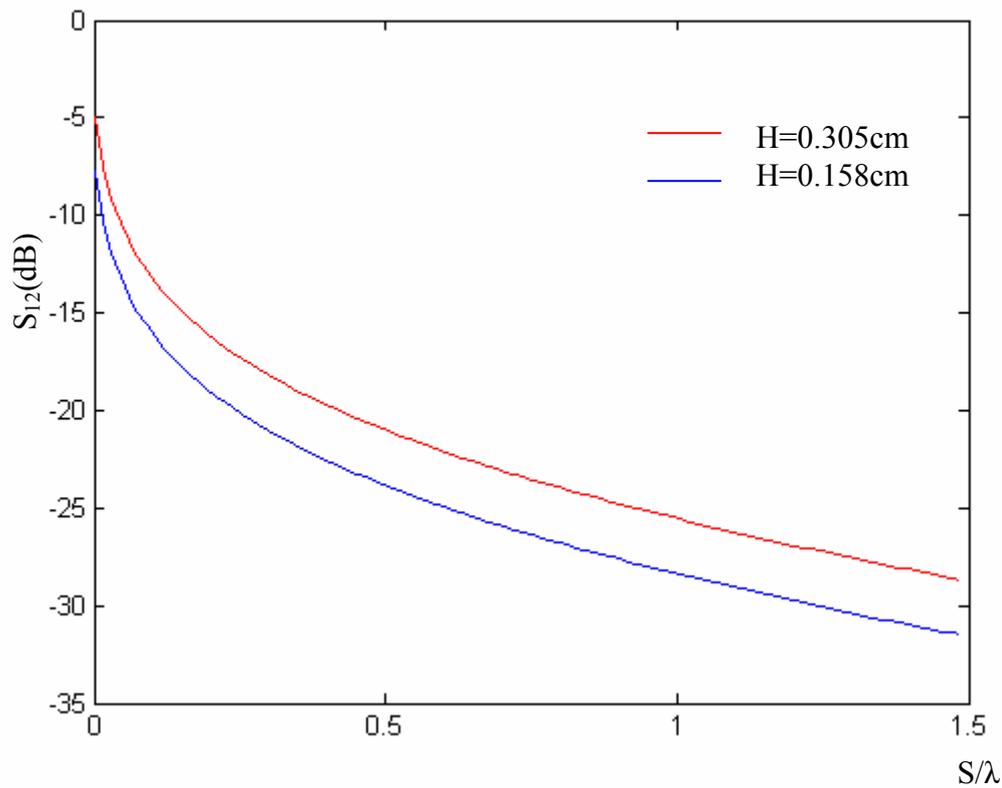


Figure IV. 16. Variation de coefficient de couplage S_{12} entre deux antennes plaquées dans le plan E avec: $W = 6.55\text{ cm}$, $L = 10.57\text{ cm}$ et $\epsilon_r = 2.55$, $f_r = 1410\text{ MHz}$

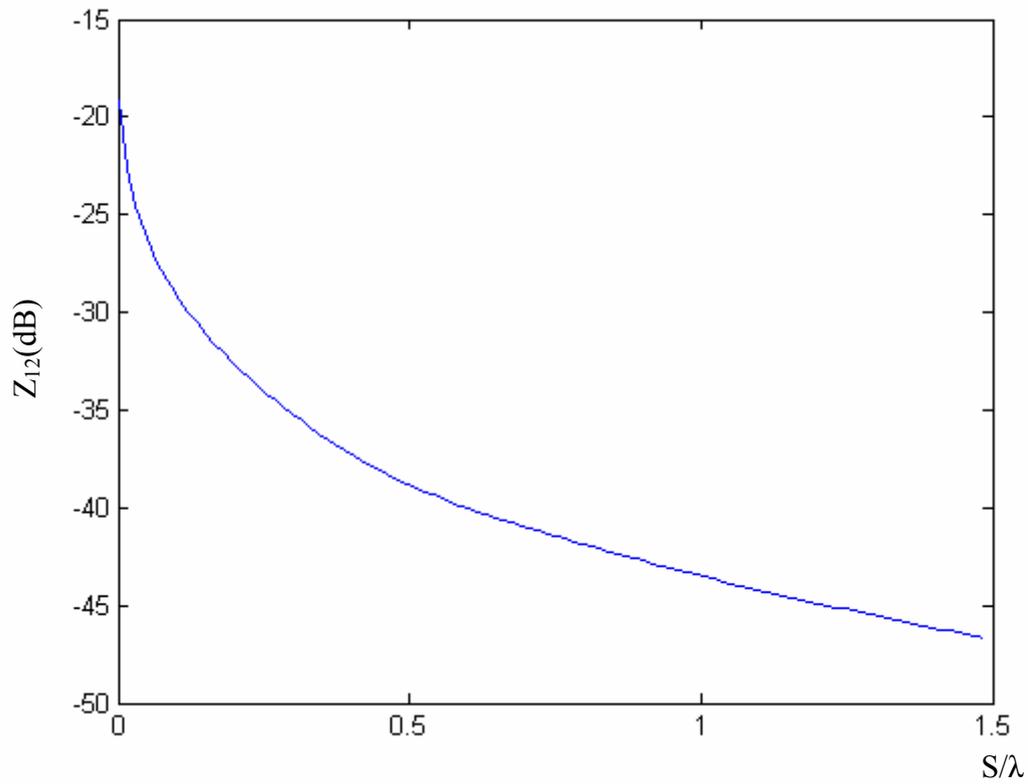


Figure IV. 17. Variation de l'impédance mutuelle entre deux antennes plaquées dans le plan E avec $W=40\text{mm}$, $L=60\text{mm}$, $H=1.52\text{mm}$, et $\epsilon_r = 2.55$, $f_r=1.548\text{GHz}$

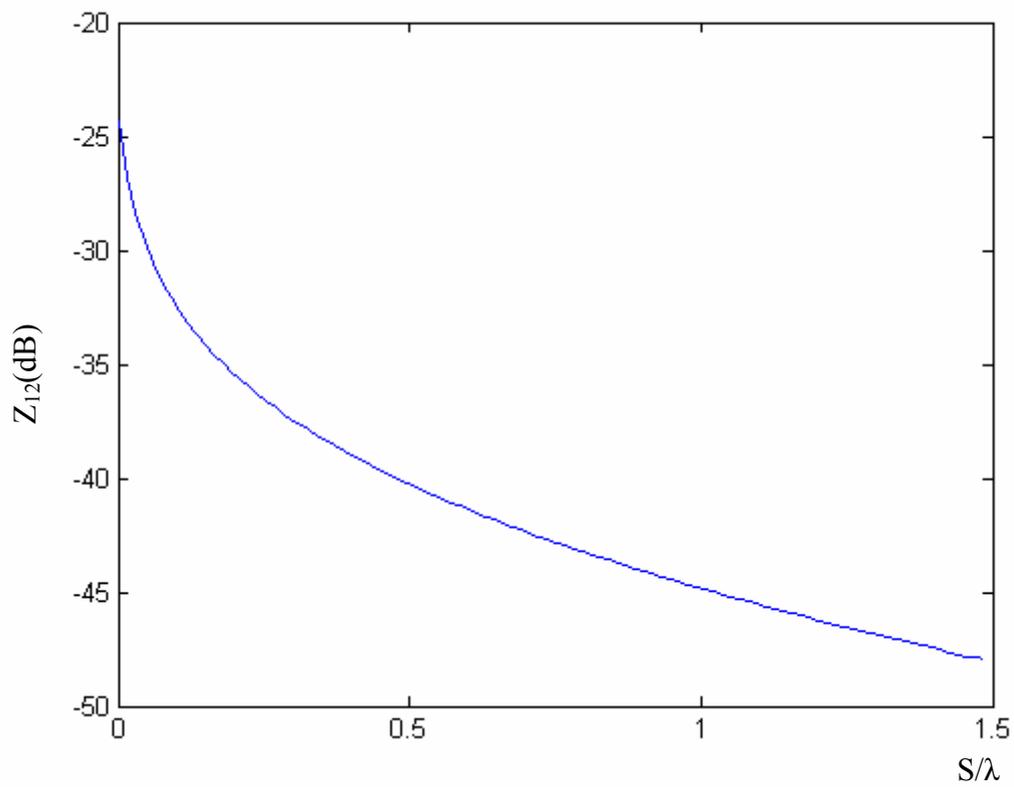


Figure IV. 18. Variation de l'impédance mutuelle entre deux antennes plaquées dans le plan E avec $W=20\text{mm}$, $L=29\text{mm}$, $H=0.5\text{mm}$, et $\varepsilon_r = 2.32$, $f_r=4.77\text{GHz}$

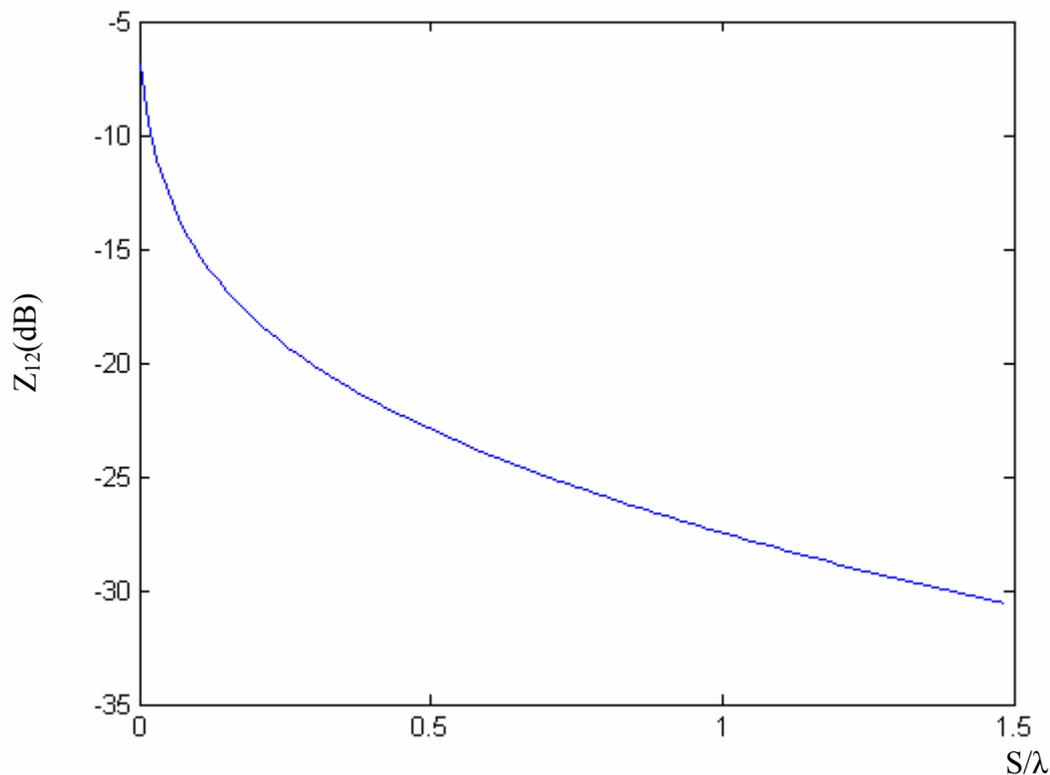


Figure IV. 19. Variation de l'impédance mutuelle entre deux antennes plaquées dans le plan E avec $W=66\text{mm}$, $L=105.6\text{mm}$, $H=0.5\text{mm}$, et $\epsilon_r = 2.50$, $f_r=1.405\text{GHz}$

La figure IV.16 montre une diminution du coefficient de couplage S_{12} lorsque l'épaisseur de substrat diminue.

Les Figures IV.17 jusqu'au IV.19 représentent l'effet de quelques paramètres physiques de l'antenne sur l'impédance mutuelle de couplage. Les résultats obtenus indiquent que pour différentes données de la structure (L , W , H , ϵ_r et f_r), il apparaît clairement que l'augmentation de l'espace entre les éléments rayonnants a pour effet de diminuer la valeur de Z_{12} dans le plan E, mais le couplage est important quand les deux antennes sont proches (S est petit).

IV. 2. 6. Influence de la distance entre les éléments rayonnants sur le champ rayonné

La modification de la distance entre les éléments rayonnants, ne change pas la valeur de la fréquence de résonance, et le facteur de qualité. Par contre, elle joue un rôle important sur le rayonnement du réseau.

Dans la Figure IV. 20 , nous présentons le diagramme de rayonnement d'un réseau d'antennes imprimées périodiques avec et sans l'effet de couplage. Les éléments rayonnants sont de forme rectangulaires tel que $W = 6.55$ cm, $L = 10.57$ cm, et les caractéristiques du substrat sont : $H=0.1588$ cm, $\epsilon_r=2.55$ et la fréquence de résonance $f_r=1,4$ GHz. La distance entre deux éléments est $\lambda/2$.

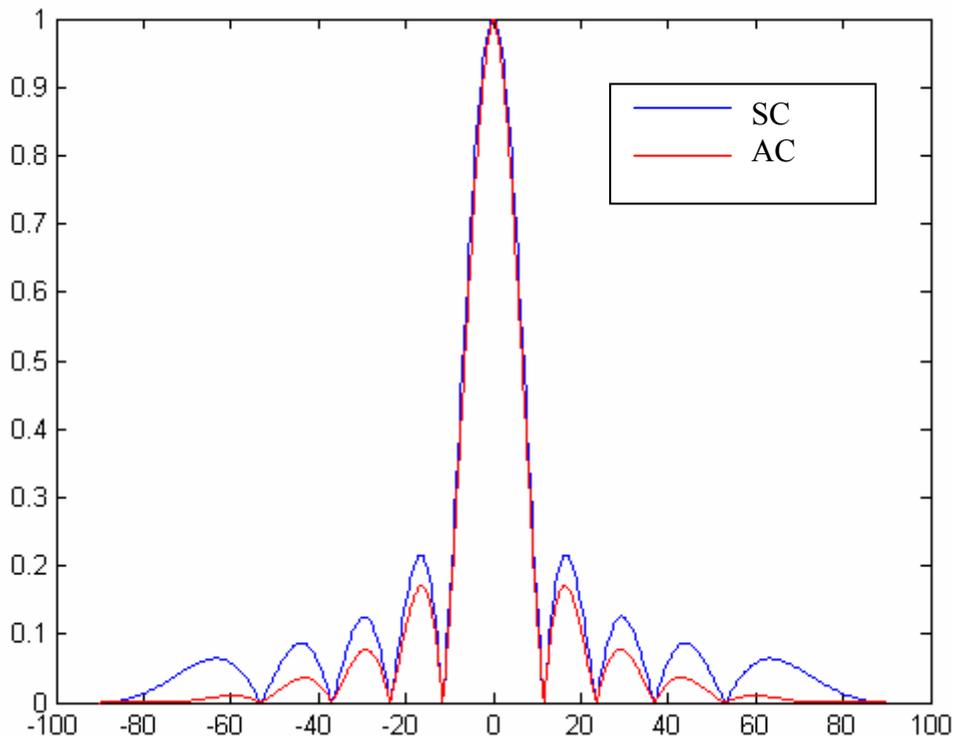


Figure IV. 20. Diagramme de rayonnement d'un réseau de 10 antennes microbande rectangulaires.

SC: Diagramme de rayonnement du réseau sans effet de couplage

AC : Diagramme de rayonnement du réseau avec effet de couplage

Nous remarquons que le niveau des lobes secondaires est moins élevé dans le cas d'un diagramme de rayonnement avec effet de couplage que dans le cas d'un diagramme de rayonnement sans effet de couplage. L'ouverture du lobe principal d'un réseau est la même dans les deux cas.

IV. 3. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons donné quelques résultats numériques concernant :

- Le champ rayonné en zone lointaine pour une antenne plaque et pour un réseau uniforme en fonction de ses différents paramètres (le nombre d'antennes et l'écartement entre elles).
- L'impédance mutuelle Z_{12} et le coefficient de couplage S_{12} pour un réseau d'antennes de deux patches et le champ rayonné tenant compte de l'effet de couplage.

D'après les résultats trouvés on peut noter que :

- La fréquence de résonance d'une antenne dépend des paramètres physiques du substrat.
- Pour un réseau d'antennes l'augmentation du nombre des patches implique une augmentation des lobes secondaires et une diminution de l'ouverture du lobe secondaire et ce sans tenir compte de l'effet de couplage. Lorsque les éléments rayonnants sont proches les uns des autres, il y a augmentation de l'ouverture du lobe principal et une diminution du nombre des lobes secondaires.
- L'utilisation d'un réseau d'antennes tenant compte de l'effet de l'espace entre les éléments rayonnés quelque soit les paramètres physiques de l'antenne montre : une diminution du coefficient de couplage en fonction de l'augmentation de l'écartement. Aussi le niveau des lobes secondaires est moins élevé dans le cas du rayonnement avec effet de couplage que dans le cas du rayonnement sans effet de couplage.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

L'ensemble de notre travail est une caractérisation d'une antenne imprimée sous forme rectangulaire ainsi qu'un réseau d'antennes.

En premier lieu nous avons commencée par la formulation de l'équation intégrale du champ rayonné d'une antenne micro bande, en utilisant la méthode des moments, procédure de Galerkin pour déterminer le tenseur spectral de Green.

La résolution numérique de l'équation intégrale du champ électrique donne lieu à un système d'équations homogène à partir desquelles nous calculons la fréquence de résonance, le facteur de qualité et la bande passante.

On a déterminé l'influence de l'épaisseur du substrat et le constant diélectrique, sur la fréquence de résonance.

Le théorème de la phase stationnaire nous a permis d'obtenir le champ rayonné en zone lointaine pour une source isolée, ainsi qu'un réseau d'antenne.

En suite, une analyse d'un réseau d'antennes imprimées alimentées est faite avec modélisation du couplage.

On a étudié l'effet des différents paramètres physiques de l'antenne sur le coefficient de couplage.

Le calcul du diagramme de rayonnement d'un réseau d'antennes tenant compte de l'effet du couplage dépend de l'amplitude et de la phase des signaux émis sur chaque source, elle consiste à trouver les excitations complexes du courant qui définit la relation entre le vecteur de tension et la matrice d'impédance mutuelle.

Les principaux résultats de ce mémoire sont :

- La fréquence de résonance et le facteur de qualité d'une antenne microbande diminuent en fonction de l'augmentation des dimensions du diélectrique.
- Une mince couche de diélectrique à permittivité donnée, cause une sévère dégradation dans la bande passante des antennes microbandes.
- Pour un réseau d'antennes ayant une source uniforme, la directivité et le nombre des lobes secondaires augmentent avec l'augmentation du nombre de sources utilisées. Aussi lorsque les éléments rayonnants sont proches les uns des autres, il y a

augmentation de l'ouverture du lobe principal et une diminution du nombre des lobes secondaires.

- Le coefficient de couplage est très important quand les deux antennes sont proches et il diminue quand la distance est grande.
- Le couplage dans le plan E est plus élevé que dans le plan H.
- L'impédance mutuelle de couplage dans un réseau d'antennes tenant compte de l'effet de couplage est directement liée aux paramètres physiques de la structure étudiée.
- Nous remarquons que le niveau des lobes secondaires est moins élevé dans le cas d'un rayonnement avec effet de couplage que dans le cas d'un rayonnement sans effet de couplage.

ANNEXE

Annexe A : Calcul de \bar{A} et \bar{B}

On pose que les composantes \bar{e} et \bar{h} sur les deux interfaces d'une couche donnée par :

$$Z_{j-1} = Z^-, \quad Z_j = Z^+$$

$$e^- = \bar{e}_j(K_s, Z_{j-1}^+) \quad h^- = \bar{h}_j(K_s, Z_{j-1}^+)$$

$$e^+ = \bar{e}_j(K_s, Z_j^-) \quad h^+ = \bar{h}_j(K_s, Z_j^-)$$

$$\bar{e} = \bar{A}e^{-iK_z Z^-} + \bar{B}e^{-iK_z Z^-} \quad (\text{A.1})$$

$$\bar{h} = \bar{g}(K_s) \left[\bar{A}e^{-iK_z Z^-} - \bar{B}e^{-iK_z Z^-} \right] \quad (\text{A.2})$$

$$\bar{g}(K_s)^{-1} h^- = \left[\bar{A}e^{-iK_z Z^-} - \bar{B}e^{-iK_z Z^-} \right] \quad (\text{A.3})$$

$$(\text{A.3}) + (\text{A.1}) = \bar{e}_j(K_s, Z^-) + \bar{g}_j(K_s)^{-1} \bar{h}_j(K_s, Z^-) = 2\bar{A}e^{-iK_z Z^-}$$

$$(\text{A.3}) - (\text{A.1}) = -\bar{e}_j(K_s, Z^-) + \bar{g}_j(K_s)^{-1} \bar{h}_j(K_s, Z^-) = -2\bar{B}e^{-iK_z Z^-}$$

Donc on trouve :

$$\bar{A} = \frac{1}{2}(e^- + \bar{g}_j(K_s)^{-1} h^-)e^{+iK_z Z^-}$$

$$\bar{B} = \frac{1}{2}(e^- - \bar{g}_j(K_s)^{-1} h^-)e^{-iK_z Z^-}$$

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

- [1] I. J. Bahl and P. Bhartia, "**Microstrip antennas**," Dedham, Ma: Artech House 1980.
- [2] K. R. Carver and J. W. Mink "**Microstrip antennas technology**," IEEE Transaction On Antennas and Propagation, Vol. AP-29, N° .1, pp. 2-24 January 1981.
- [3] D. M. Pozar, "**Microstrip antennas**," IEEE, Vol. 80, N° .1, pp. 79-91, January 1992
- [4] D. M. Pozar and D .H. Schaubert , "**Analysis of an infinite array of rectangular microstrip patches with idealized probe feeds**," IEEE Transactions on Antennas and Propagations, Vol. AP-32, N° . 10, pp. 1101-1107, October 1984.
- [5] A. Kazemipour , "**Contribution à l'étude du couplage entre antennes, application à la compatibilité électromagnétique et à la conception d'antennes et de réseaux d'antennes**," Telecom Paris, école nationale supérieure de télécommunication .Thèse de doctorat 12 Décembre 2002.
- [6] G. Kumar and K. P. Ray, "**Broadband microstrip antennas**," Artech House Boston. London 2003.
- [7] 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.
- [8] Hubregt. J. Visser, "**Array and phased array antenna basics**," Antenna Engineer, the Netherlands 2005.
- [9] J .R. James and P. S. Hall, "**Broadband microstrip antennas**," IEE Electromagnetic Waves Series 28, 1989.
- [10] A. K. Bhattacharryya , "**Long rectangular patch antenna with a single feed** ," IEEE Transactions on Antennas and Propagations, Vol. 38 , N° . 7, pp. 987-993, July 1990.

- [11] C. A. Balanis, "**Antenna theory analysis and design**," 2^{ème} edition John Wiley and Sons, 1997.
- [12] D. M. Pozar, and S. M. Voda , "**A rigorous analysis of a microstripline fed patch antenna**," IEEE Transactions on Antennas and Propagations, Vol. AP-35, N°. 12, pp. 1343-1350, December 1987.
- [13] M. Diblang , "**Développement du concept de l'antenne a résonateur bie pour la génération de la polarisation circulaire**," Université de Limoges. Thèse de doctorat 20 mars 2006.
- [14] F. Najib , "**Contribution à l'optimisation de la synthèse du lobe de rayonnement pour une antenne intelligente. Application à la conception de réseaux à déphasage**," Université de Limoges. Thèse de doctorat 24 Mai 2005.
- [15] A. Hafiane, "**Etude du couplage d'antennes imprimées par la méthode des différences finies et extraction du modèle électrique**," Université de Marne la Vallee Thèse de doctorat 10 mars 2003.
- [16] F. Abboud, J.P. Damiano, and A. Papiernik, "**Rectangular microstrip antenna for CAD**," IEEE Proceedings, Vol.135, Pt H, N°.5, pp. 323-326, October 1988.
- [17] E. H. Newman, and P.Tylyathan, "**Analysis of microstrip antennas using moment methods**", IEEE Transaction on Antennas and Propagations, Vol. AP-29, N°. 1, pp. 47-53, January 1989.
- [18] P. R. Haddad and D. M. Pozar "**Anomalous mutual coupling between microstrip antennas**", IEEE Transactions on Antennas and Propagations, Vol. 42, N°. 11, pp.1545-1549, November 1994.
- [19] A. R. Sindoris and C. M. Krowne "**Calculation of H-plane mutual coupling between rectangular microstrip antennas**," IEEE Ant. Prop. Intern. Symp. Digest, pp. 738-742, June 1980.
- [20] C. M. Krowne , "**Dielectric and width effect on H-plane and E-plane coupling between rectangular microstrip antennas**," IEEE Transactions on Antennas and Propagations, Vol. AP-31, N°. 1, pp. 39-47 January 1983.

- [21] I. Salonen, C. Icheln, and P. Vainikainen **"Microstrip antenna circuit model and linear pattern correction "**. The 11th International Symposium on Antenna technology and applied electromagnetic. ANTEM Saint-Malo France, pp. 128-183, June 15-17 2005.
- [22] N. I. Dodov1 and P. Z. Petkov ,**"The surface waves impact on the coupling effect in microstrip antennas,"** 37th International Conference on Information, Communication and Energy Systems and Technologies, ICEST, Nis, Yugoslavia, pp. 6-7, October 1-4 2002.
- [23] A. Hafiane, H. Aissat and O. Picon ,**"Simple electrical model to calculate patch array antenna S-parameters,"** Electronics Letters Vol. 39, N°. 14, pp. 1031-1033, 10 July 2003.
- [24] D. M. Pozar, **" Input impedance and mutual coupling of rectangular microstrip antennas,"** IEEE Transactions on Antennas and Propagations, Vol. AP-30. N°. 6, pp. 1191-1196, November 1982.
- [25] E. H. Newman, J. H. R. Ichmond, Fellow, and B. W. Kwan, **"Mutual impedance computation between microstrip antennas,"** IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT31, N°. 11, pp. 941-945, November 1983.
- [26] J. S. Row and K. L. Wong, **" Resonance in a superstrate – loaded rectangular microstrip structure,"** IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques, Vol. 41, N°. 8, pp. 1349-1355, August 1993.
- [27] K. L. Wong, J. S. Row, C. W. Kuo, and K. C. Huang ,**"Resonance of a rectangular microstrip patch on a uniaxial substrate,"**IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques, Vol. 41, N°. 4, pp. 698-701, April 1993.
- [28] W. C. Chew and Q. Liu, **"Correction to Resonance Frequency of a Rectangular Microstrip Patch,"** IEEE Trans. Antennas Propagat, Vol. 36, pp.1827, December1988.
- [29] J. R Mosig, and F. E Gardiol ,**" Rayonnement d'une Antenne Micro ruban de Forme Arbitraire,"** Ann Télécommun, 40, N°. 3-4, pp. 181 -189 ,1985.

المخلص:

إن هذا البحث إهتم بدراسة مميزات الهوائي الميكروشريطي مستطيل الشكل. لقد أستعملت طريقة الحـلل بالمعادلة التكاملية طريقة Moments مما يسمح بإستعمال الوسيط Green. إن حل المعادلات التكاملية بواسطة إجراء Galerkin تسمح بالحصول على جملة معادلات متجانسة تسمح بحساب توتر الرنين وكذلك عامل الجودة وعرض النطاق بالإضافة إلى الإشعاع.

لقد تمت دراسة شكل الإشعاع الناتج عن وحدة الهوائي الميكروشريطي الواحد المحاث وهذا لمعرفة الشكل الكلي لشبكة الهوائيات عند الأخذ بعين الإعتبار المسافة الفاصلة بين هذه الهوائيات إنطلاقا من هوائيين لتمتد الدراسة إلى العديد من الهوائيات. بالنسبة لمعادلة الإشعاع الكلي الناتج عن تجميع الهوائيات الميكروشريطية المجهول المطلوب حسابه هي مصفوفة التيار الكهربائي حيث أنه من أجل حساب هذا المجهول كان لا بد من معرفة مصفوفة كل من الكمون والممانعة.

إن النتائج التي توصلنا إليها في هذا البحث تؤكد أن الإرتباط بين الهوائيات له أهمية كبيرة خاصة عندما تكون المسافة بين الهوائيات صغيرة وكلما كبرت قل. كما أن معامل الإرتباط المتبادل بين شبكة الهوائيات يتأثر بالمتغيرات الفيزيائية للظاهرة المدروسة.

Abstract

In this memory, we are interested in the characterization of a rectangular microstrip antenna. Initially we use an integral method, method of moments which enabled us to exploit the spectral tensor of Green. The resolution of the integral equations of the electric field by the procedure of Galerkin makes it possible to lead to a system of equations homogenous from which we calculate the frequency of resonance, the others parameters of the micro strip antenna like; the factor of quality, the bandwidth and the radiated field, are deduced.

An analysis of printed antennas feeded and disposed on periodic network, while taking account of the effect of coupling, was treated.

The coupling between two elements was taken into account. The study was extended to the calculation of the coupling between several elements in a general configuration. The diagram of radiation of a network of antennas microrubans depends on the determination of the current of each antenna supply; we employ the method of moments to compute the matrix potantiel and mutual impedance between microstrip antennas.

The numerical results obtained, show that the coupling is very significant when the two antennas are close, but when the distance is large, the coefficient of coupling east decreases.

RESUME

Dans ce mémoire, nous nous sommes intéressés à la caractérisation d'une antenne microbande. La méthode intégrale « méthode des moments », a permis d'exploiter le tenseur spectral de Green, permettant la résolution des équations intégrales du champ électrique par la procédure de Galerkin pour aboutir à un système d'équations homogènes afin de calculer la fréquence de résonance, le facteur de qualité, la bande passante et le champ rayonné.

Une analyse d'antennes imprimées alimentées et disposées en réseaux périodiques, tenant compte de l'effet de couplage, a été traitée.

Le couplage entre deux éléments seulement a été pris en considération. L'étude a été élargie au calcul du couplage entre plusieurs éléments dans une configuration générale. Le champ rayonné d'un réseau d'antennes, en tenant compte du couplage nécessite le calcul du courant de chaque élément à partir des tensions appliquées et de la matrice impédance.

Les résultats numériques obtenus montrent que le couplage est très important quand les deux antennes sont proches, mais quand la distance est grande, le coefficient de couplage diminue.