

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOULOU MAMMERI, TIZI-OUZOU



FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE ET DE L'INFORMATIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

Mémoire de fin d'études

En vue de l'obtention du

Diplôme de Master en Electronique

Option : Réseaux et Télécommunications

Thème :

***Etude des antennes planaires avec le modèle de la cavité et
le modèle de la ligne de transmission.***

Proposé et dirigé par :

Mr. KANANE.H.

Présenté par :

Mlle. BELAID Katia.

Mlle. BOUMEDDANE Taoues.

Année universitaire 2012/2013

RESUME

Dans notre travail, nous avons étudié l'antenne patch et on a déterminé le champ électromagnétique rayonné dans la zone au champ lointain par cette antenne, nous nous sommes intéressées à l'étudier par le modèle de la cavité, pour déterminer la fréquence de résonance, les densités de courant électrique et magnétique respectivement, et la représentation des champs et les courants sur le patch.

La plupart des conceptions de la PIFA utilisent l'expérimentation numérique pour obtenir une conception de base. Cependant, le modèle de la cavité et la méthode de la ligne de transmission sont encore avantageux en termes de temps de calcul d'analyse et ils offrent aussi des perspectives différentes sur le mécanisme de fonctionnement de la PIFA.

Donc la PIFA rectangulaire a été étudiée à l'aide de sa cavité à trois fentes respectives et au modèle de la ligne de transmission. L'influence notable d'inclure les fentes latérales de la PIFA est évidente à partir de la forme du motif, de la polarisation et de l'impédance d'entrée. La PIFA produit les deux polarisations circulaires et c'est extrêmement pur dans les deux mains respectives dans leurs directions spécifiques.

La PIFA rectangulaire a un Q inférieur par rapport au Patch carré analogue. Le modèle de la ligne de transmission a révélé que l'impédance d'entrée de la PIFA peut être prédite avec précision à travers sa zone de raccordement à l'espace d'environ $0,15$ de longueurs d'ondes à partir de la ligne centrale de la largeur. La contrainte pour la précision de fréquence est la précision de la susceptance de bord, ainsi qu'un problème persistant, de sorte que les modèles du courant de ceux-ci ont été examinés.

Remerciements

A travers ce modeste travail, nous tenons à remercier vivement notre promoteur Mr – KANANE.H pour l'intéressante documentation qu'il a mise à notre disposition, pour ses conseils précieux et pour toutes les commodités et aisances qu'il nous a apportées durant notre étude et réalisation de ce projet.

Nos remerciements les plus vifs s'adressent aussi aux messieurs le président et les membres de jury d'avoir accepté d'examiner et d'évaluer notre travail.

Nous exprimons également notre gratitude à tous les professeurs et enseignants qui ont collaboré à notre formation depuis notre premier cycle d'étude jusqu'à la fin de notre cycle universitaire.

Sans omettre bien sûr de remercier profondément tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à réalisation du présent travail.

Et enfin, que nos chers parents et familles, et bien avant tout, trouvent ici l'expression de nos remerciements les plus sincères et les plus profonds en reconnaissance de leurs sacrifices, aides, soutien et encouragement afin de nous assurer cette formation de Master dans les meilleures conditions.



Introduction générale

Chapitre I : GENERALITE SUR LES ANTENNES

I.1.INDISPONIBILITE DES ANTENNES EN TRANSMISSION PAR VOIE RADIO	1
I.2.PRINCIPE DE PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES	1
I.2.1.Elaboration des équations de maxwell.....	1
I.3.CONCEPT D'ANTENNE	2
I.3.1.Définition d'une antenne	2
D'où provient le rayonnement d'une antenne ?	3
I.3.2.Définition des différentes zones de rayonnement.....	3
La zone de Rayleigh (la zone proche).....	4
La zone de Fresnel.....	4
La zone de Fraunhofer (zone au champ lointain).....	5
I.4.LES CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES	6
I.4.1.L'impédance d'entrée d'une antenne.....	6
I.4.2.Le coefficient de réflexion	6
I.4.3.Le Rapport d'Onde Stationnaire	7
I.4.4.La fréquence de résonance et la bande passante	8
I.5.VECTEUR DE POYNTING	9
I.6.LES CARACTERISTIQUES DE RAYONNEMENT	10
I.6.1.Intensité de rayonnement	10
I.6.2.Puissance totale rayonnée par une antenne.....	10
I.6.3.La résistance de rayonnement.....	11
I.6.4.Fonction caractéristique de rayonnement	11
I.6.5.L'angle d'ouverture à (-3db)	13
I.6.6.La directivité	13
a. L'angle solide	13
b. Antenne isotrope.....	14
c. La directivité.....	14
I.6.7.Le gain d'une antenne.....	15
I.6.8.Le rendement d'une antenne	16
I.6.9.La polarisation.....	17
Polarisation elliptique.....	17
Polarisation linéaire	17

Polarisation circulaire.....	18
I.6.10.Théorème de réciprocité	19
I.6.11.La puissance collecté a la charge	20
I.7.DIFFERENTS TYPES D'ANTENNES	20
I.7.1.Les antennes filaires.....	20
Antenne élémentaire.....	21
I.7.2.Les antennes directives	21
I.7.2.1.Les antennes à ouverture rayonnante	22
Les antennes cornets.....	22
L'antenne parabole	22
Les antennes lentilles.....	23
I.7.2.2.Les réseaux d'antennes	24
I.7.3.L'antenne planaire.....	25
Conclusion.....	25

Chapitre II: ETUDE DE L'ANTENNE PATCH RECTANGULAIRE

II.1.INTRODUCTION... ..	26
II.2.DESCRPTION DE L'ANTENNE IMPRIMEE	26
II.3.ALIMENTATION DES ANTENNE IMPRIMEES	27
II.4. LES DIFFERENTS FORMES DE PATCH.....	29
II.5. AVANTAGES ET INCONVENIENTS DES ANTENNES IMPRIMEES	29
II.5.1.Avantages	29
II.5.2.Inconvénients	30
II.6.LES METHODES D'ANALYSE DES ANTENNES IMPRIMEES.....	30
II.6.1.les méthodes numériques (full-wave).....	30
II.6.2.les méthodes analytiques	31
II.6.2.1.Le modèle de la ligne de transmission	31
II.6.2.2.Le modèle de la cavité électromagnétique	31
II.7.MODELE DE LA CAVITE	32
II.7.1.Calcul des courants électriques ($\epsilon_r = 1$)	41
II.7.2.Calcul du courant magnétique théorème d'équivalence ($\epsilon_r \neq 1$)	41
II.8.LE CHAMP RAYONNE	45
II.8.1.CALCUL DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUES ($\epsilon_r = 1$)	45
II.8.2.CALCUL DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE DANS LA ZONE EN CHAMP LOINTAIN ($\epsilon_r \neq 1$)	48
II.8.2.1 .Champ lointain rayonné par les courants magnétiques sur la portion AD 48	

II.8.2.2.Champ lointain rayonné par les courants magnétiques sur la portion BC	49
II.8.2.3.Champ lointain rayonné par les portions AD et BC.....	49
II.8.2.4.Champ lointain rayonné par la portion AB	49
II.8.2.5.Champ lointain rayonné par la portion DC	49
II.8.6.2.Champ lointain rayonné par les portions AB et DC.....	50

Chapitre III : ETUDE DE L'ANTENNE PIFA

III.1.INTRODUCTION.....	51
III.2.MODEL DE LA CAVITE POUR L'ANTENNE PIFA RECTANGULAIRE	51
III.2.1.Introduction	51
III.2.2.Distribution de champ dans la PIFA(TM-modes).....	52
III.2.3.Les courants magnétiques équivalents	56
III.2.4.Dérivation du rayonnement aux champs lointains par la PIFA	60
III.2.4.1.La contribution de la fente d'extrémité pour le champ lointain de la PIFA	60
III.2.4.2.La contribution de la fente latérale au champ lointain de la PIFA	61
III.2.4.3.Contribution de fente latérale combinée au champ lointain de la PIFA en utilisant le concept de facteur de réseau.....	63
III.2.4.4.Champs rayonnés totaux de la PIFA en utilisant la théorie de la matrice	65
MODEL DE LA LIGNE DE TRANSMISSION POUR LA PIFA	
III.1.INTRODUCTION.....	70
III.2.MODEL DE LIGNE DE TRANSMISSION DE BASE.....	70
III.3.MODEL DE LA LIGNE DE TRANSMISSION A TROIS FENTES.....	70
III.4.LES EXPRESSIONS DES PARAMETRES DE LA LIGNE DE TRANSMISSION	74
III.4.1.La conductance de fin de fente	76
III.4.1.1.Modèle d'ouverture équivalent pour une fente uniforme	77
III.4.1.2.Modèle de source de tension uniforme	77
III.4.1.3.Modèle de cavité pour une fente uniforme	79
III.4.2. La susceptance de fin de fente.....	80
III.4.2.1.Modèle d'effet de bord pour une susceptance de fente uniforme	82
III.4.3.Fente conductance latérale	82
III.4.3.1.L'approche de la formule de Booker	84
III.4.3.2.Modèle de cavité pour une fente sinusoïdal.....	85
III.4.3.3.D'autres modèles.....	85

III.4.4.La susceptance de la fente latérale	85
III.4.5.Les constantes de propagation de la ligne de transmission et les impédances caractéristiques	88
III.4.5.1.Direction de la longueur	88
III.4.5.2.Sens de la largeur	89
III.5.RESULTATS ET COMPARAISONS	91

Chapitre IV: Facteur -Q, la bande passante, impédance d'entrée et la polarisation de la PIFA

IV.1.INTRODUCTION	95
IV.2.FACTEUR-Q de la PIFA.....	95
IV.2.1.Les pertes et l'efficacité de l'antenne PIFA.....	95
IV.2.2.Le facteur-Q de rayonnement de la PIFA.....	96
IV.2.3.Le facteur Q du diélectrique de la PIFA	98
IV.2.4.Le facteur Q du conducteur de la PIFA	98
IV. 3.LA LIMITE DU FACTEUR-Q ET LA BANDE PASSANTE DE LA PIFA.....	99
IV.4.L'IMPEDANCE D'ENTREE DE LA PIFA.....	104
IV.5.POLARISATION DE LA PIFA	108
Conclusion générale	

Introduction générale

Au cours des dernières décennies, les communications cellulaires sont devenues une partie omniprésente de la vie moderne. Le désir des gens d'être en mesure de communiquer efficacement tout en étant mobile est devenu une incitation à l'intégration des communications mobiles dans les systèmes sans fil terrestres et par satellite. Le secteur des communications mobiles a déjà été énormément développé, apportant rapidité et fiabilité d'infrastructures à la disposition des gens. Pourtant, les systèmes de communication sans fil sont toujours dans le centre de recherches et de développement académiques et technologiques, à la demande constante de services et des dispositifs plus compacts, rapides et plus fiables.

Peu importe le type d'applications sans fil en question, une antenne représente la partie la plus naturellement évidente de tout système de communication sans fil. Une quantité importante d'efforts a déjà été investie dans la recherche et le développement des antennes de communications mobiles modernes. Cependant, l'expansion rapide des applications mobiles, tels que les systèmes cellulaires à 2.5G et 3G, Bluetooth, WLAN, WiMAX et d'autres applications à large bande, a conduit à un besoin supplémentaire pour l'amélioration des systèmes d'antennes modernes et de leurs caractéristiques principales.

Les antennes font différentes formes de communications sans fil possibles. La recherche dans le domaine des antennes, en général, est alimentée par le besoin de systèmes d'antennes plus efficaces, compacts et sophistiqués. Ces systèmes sont nécessaires pour satisfaire une demande toujours importante des applications sans fil des bandes passantes pour une rapide croissance de la clientèle et des débits de données.

Ces dernières années, la tendance générale de dispositifs de communication sans fil qui sont devenus de plus en plus compacts, l'espace alloué pour une antenne dans de tels dispositifs est devenu la denrée la plus précieuse qui conduit la recherche dans le domaine d'enquête sur des antennes spatiales possibles à bas profil. Ainsi, les antennes microruban ont dominé dans la conception des dispositifs de communication sans fil, ayant de bonnes propriétés spatiales, tout en offrant des caractéristiques suffisantes compte tenu de la bande passante, le gain et l'efficacité de l'antenne. Elles sont également intéressantes pour avoir un faible coût de fabrication et bien adaptées pour la production de masse et l'intégration de la carte de circuit imprimé.

Différents types d'antennes microruban ont été développés- des patches microrubans de forme et de configuration différentes, boucles imprimées, dipôles et monopôles de différentes formes, fentes cuites de la cavité, plan inversé F-antennes (antennes PIFA) etc. Les caractéristiques et les applications possibles de ces types d'antennes varient considérablement, cependant, L'objectif de notre projet de fin d'étude et d'étudier les antennes planaires. Il sera organisé selon le plan suivant :

- Dans le premier chapitre nous allons rappeler les caractéristiques générales d'une antenne.
- Le deuxième chapitre sera consacré à l'étude de l'antenne patch.
- Dans le troisième chapitre l'accent sera donné à l'étude de l'antenne PIFA par le model de la cavité et de la ligne de transmission.
- Enfin nous terminerons par un quatrième chapitre sur les caractéristiques de l'antenne PIFA.

CHAPITRE I

LES GENERALITES SUR LES ANTENNES

GÉNÉRALITÉS SUR LES ANTENNES

I.1.Introduction

Dans tous les systèmes faisant usage de propagation dans l'espace libre (radiodiffusion, radar, faisceau hertzien) il est nécessaire de disposer d'éléments permettant la transition entre une onde guidée (ligne de transmission ou guide d'onde) et une onde rayonnée et vice-versa; Ces éléments de transition sont les antennes. De part leur structure géométrique spécialement mise au point dans ce but, elles permettent le détachement des champs électromagnétiques de leur support métallique. De plus une antenne peut servir à diriger le signal dans une direction désirée et produit pour cela une concentration des champs dans une région particulière de l'espace.

Dans ce chapitre nous allons décrire les principes caractéristiques de l'antenne.

I.2.PRINCIPE DE PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES

I.2.1. Equations de Maxwell

C'est à Maxwell que l'on doit la formulation la plus complète des relations liants entre elles les grandeurs électriques et magnétiques.

Les équations de Maxwell spécifient que toute variation spatiale d'un champ (électrique ou magnétique) en un point de l'espace entraîne (ou est dû à) l'existence ou la variation temporelle d'un autre champ au même point. Analytiquement, voici les équations en quatre formules :

$$\overrightarrow{\text{rot}}\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad \overrightarrow{\text{rot}}\vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \qquad \text{I.1}$$

$$\text{div}\vec{D} = \rho \qquad \text{div}\vec{B} = 0 \qquad \text{I.2}$$

Chapitre I

Ces quatre équations ne sont pas indépendantes entre elles, si celles de la première ligne sont satisfaites à tout instant, celles de la deuxième ligne le sont aussi, il suffit pour le démontrer d'utiliser le fait que :

$$\operatorname{div}(\overrightarrow{\operatorname{rot}}) = 0 \quad 1.3$$

Avec : $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ (induction électrique, ε étant la permittivité du milieu)

$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$: courant de déplacement

$\vec{J} = \sigma \vec{E}$: Densité de Courant de conduction

ρ : Densités volumique de charge

σ : Conductivité

I.3.CONCEPT D'ANTENNE

I.3.1.Définition d'une antenne

Cette première partie du chapitre a pour objectif de définir ce qu'est une antenne, cet élément passif parfois mal connu de certains électroniciens mais pourtant indispensable.

Si nous considérons un système de communication sans fil le plus simple qui soit, celui-ci serait composé d'un bloc d'émission et d'un bloc de réception. Ces deux blocs seraient séparés par un canal de propagation dans lequel le signal émis transite avant d'être reçu comme le montre la Figure I.1.

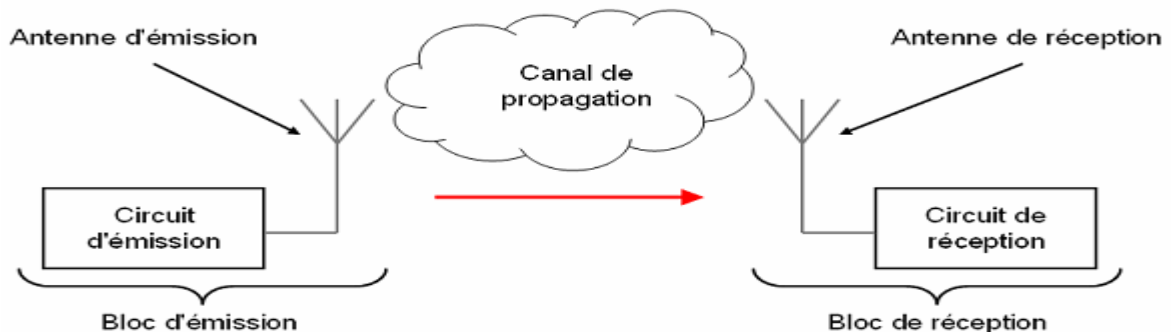


Figure I.1 : Schéma de principe d'un système de communication radio

Chapitre I

Au niveau du bloc d'émission, le circuit d'émission fournit à sa sortie un courant haute fréquence généralement modulé qui va être transformé en ondes électromagnétiques capables de se propager dans le canal, c'est l'antenne d'émission qui assure ce rôle. A l'inverse au niveau du bloc de réception, lorsque les ondes atteignent le récepteur c'est l'antenne de réception qui a le rôle de les transformer en courant susceptible d'être traité par le circuit de réception.

Ainsi une antenne peut se définir par sa fonction : c'est un transducteur passif qui convertit les grandeurs électriques d'un conducteur ou d'une ligne de transmission (tension et courant) en grandeurs électromagnétiques dans l'espace (champ électrique et champ magnétique) et inversement. Une antenne peut donc indifféremment être utilisée à la réception ou à l'émission; de plus comme le montre le théorème de réciprocité, l'ensemble des caractéristiques d'une antenne sont identiques que l'antenne soit utilisée comme antenne d'émission ou de réception. Ceci est très intéressant car cela signifie qu'un objet communicant disposant d'une partie émission et d'une partie réception pourra utiliser la même antenne. L'antenne, qui permet de recevoir ou de rayonner des ondes, peut également être vue comme un adaptateur d'impédance entre le milieu de propagation et un circuit électronique.

• D'où provient le rayonnement d'une antenne ?

Dans le cadre d'une description classique du rayonnement électromagnétique par une antenne, on montre que ce sont les mouvements accélérés des charges qui produisent le champ électromagnétique. Ce sont donc les variations temporelles des sources, ici des distributions de courant qui produisent le rayonnement.

Inversement une antenne plongée dans un rayonnement électromagnétique et susceptible de donner naissance à des distributions de charge et de courant.

I.3 .2.Définition des différentes zones de rayonnement

À la réception, les ondes reçues n'arrivent pas en phase, le plus grand déphasage correspond aux ondes extrêmes c'est-à-dire : l'onde reçue par le centre de l'antenne d'émission et celle reçue par le point plus éloigné. La différence de distance parcourue par les deux ondes extrêmes peut être toujours ramenée à une fraction de longueur d'onde.

En fonction de la valeur maximum de la différence de distance, on distingue trois zones de rayonnement :

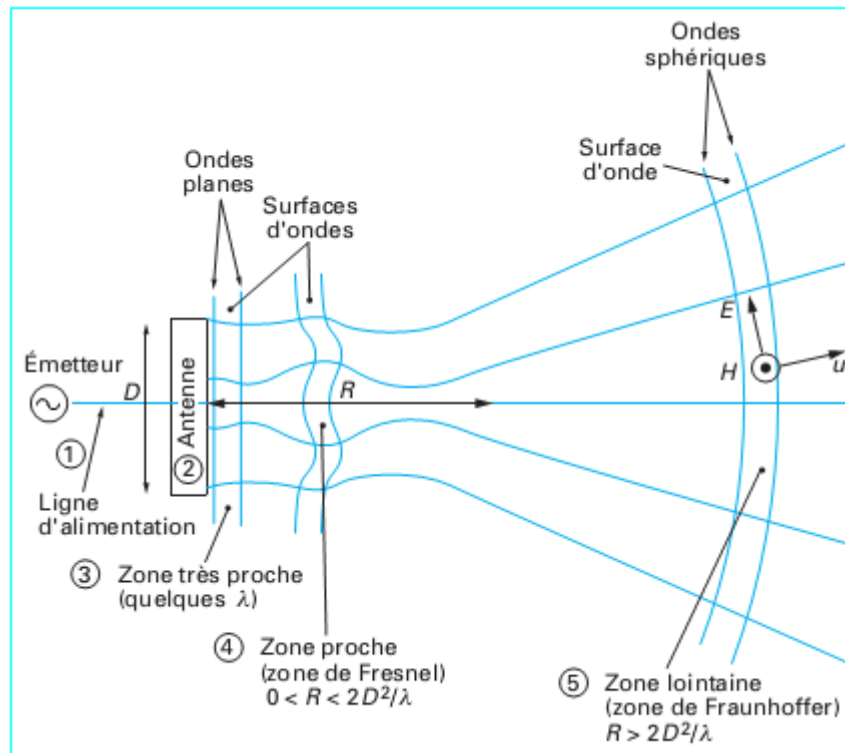


Figure I.2: Différentes zones de rayonnement

✓ la zone de Rayleigh (zone proche)

Les termes inductifs et électrostatiques sont perpendiculaires au voisinage immédiat de l'antenne. Il y a accumulation d'énergie électrique et magnétique, les champs vectoriels varient peu en fonction de la distance mais ils sont très complexes à analyser.

✓ La zone de Fresnel

Cette zone est située au-delà de la zone proche, l'expression du champ dans cette zone est très complexe et le calcul est difficile ; c'est une zone qu'on essaie d'éviter au maximum. La limite supérieure R de la zone de Fresnel est donnée par :

$$R = \frac{2D^2}{\lambda} \quad \text{I.4}$$

Chapitre I

✓ zone de Fraunhofer (zone au champ lointain)

Cette zone apparait après la zone de Fresnel ($R > \frac{2D^2}{\lambda}$), qui s'étend jusqu'à l'infini, dans cette zone, on peut considérer que les ondes sont planes, les champs sont perpendiculaires entre eux et perpendiculaires à la direction de propagation, et ils décroissent en $1/R$.

Ou R : est la distance entre l'antenne et le point d'observation.

Dans cette zone, l'amplitude complexe associée au champ électrique s'écrit :

$$\vec{E} = \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{E}(\theta, \phi) \quad 1.5$$

Et le champ magnétique se déduit :

$$\vec{H}(M) = \frac{\vec{u}_r \wedge \vec{E}(M)}{\eta} = \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{\vec{u}_r \wedge \vec{E}(\theta, \phi)}{\eta} \quad 1.6$$

Avec : $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ est l'impédance caractéristique du milieu.

Donc, dans cette zone la connaissance de $\vec{E} = (\theta, \phi)$ suffit pour déterminer toutes les caractéristiques de n'importe quelle antenne.

Dans les parties qui suivent nous allons donc préciser quelles sont ces caractéristiques qui définissent de manière exhaustive une antenne. Ces caractéristiques comprennent des caractéristiques électriques et des caractéristiques de rayonnement que nous allons présenter séparément.

I.4. LES CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES

Bien qu'une antenne soit destinée à rayonner, elle reste un composant en partie défini par des caractéristiques électriques que nous allons détailler et énumérer dans cette partie.

I.4.1 L'impédance d'entrée d'une antenne

Une chaîne de transmission radiofréquence est toujours composée au minimum d'un générateur et d'une charge. Lorsque l'antenne est utilisée en émission, le générateur est constitué par le circuit de sortie de l'émetteur et la charge par l'antenne qui rayonne les signaux électromagnétiques. A l'inverse en mode réception, l'antenne constitue le générateur qui collecte les signaux électromagnétiques et le circuit d'entrée du circuit récepteur constitue la charge.

D'un point de vue circuit, une antenne est un composant qui se caractérise par son

Impédance appelée "impédance d'entrée" de l'antenne. L'expression de cette impédance Z_{ant} se présente sous forme complexe composée d'une partie réelle R_{ant} et d'une partie imaginaire X_{ant} reliée par l'expression (I.7)

$$Z_{ant} = R_{ant} + jX_{ant} \quad \text{I.7}$$

La partie réelle de l'impédance d'entrée regroupe la résistance de rayonnement R_{ray} et la résistance de perte R_{pertes} comme exprimées dans l'équation (I.8). La résistance de rayonnement correspond à l'énergie rayonnée par l'antenne alors que la résistance de perte correspond aux pertes de conduction, aux pertes diélectriques et aux pertes d'onde de surface de l'antenne.

$$R_{ant} = R_{ray} + R_{pertes} \quad \text{I.8}$$

I.4.2 Le coefficient de réflexion

D'une manière générale, lorsqu'une onde incidente change de milieu de propagation ou rencontre une nouvelle interface; une partie de cette onde incidente est réfléchiée et l'autre partie est transmise dans le nouveau milieu. Le coefficient de réflexion Γ , et le coefficient de transmission T , quantifient ces deux parties, respectivement. Ces deux coefficients sont reliés par l'expression suivante (I.9) qui traduit la conservation de l'énergie :

$$|\Gamma|^2 + |T|^2 = 1 \quad \text{I.9}$$

Afin que le maximum de puissance soit transmis entre différents éléments d'un circuit, il faut que le coefficient de réflexion soit le plus faible possible. Pour cela les différents éléments d'une chaîne d'émission / réception radiofréquence sont conçus pour être adaptés à une impédance caractéristique Z_0 . L'impédance caractéristique peut prendre différentes valeurs en fonction des applications. Par exemple elle prend une valeur de 75 ohms pour des applications grand public comme la réception de la télévision hertzienne ou par satellite. Mais le plus souvent l'impédance caractéristique est fixée à 50 ohms dans les milieux professionnels.

A partir de l'impédance caractéristique et de l'impédance d'entrée de l'antenne, nous pouvons définir le coefficient de réflexion comme dans l'expression (I.10)

$$\Gamma = \frac{Z_{ant} - Z_0}{Z_{ant} + Z_0} \quad \text{I.10}$$

Le coefficient de réflexion peut également s'exprimer en décibel, on parle alors du paramètre S_{11} qui se définit comme suit (I.11) :

$$S_{11} = 20.\log(\Gamma) \quad \text{I.11}$$

I.4.3 Le Rapport d'Onde Stationnaire

Le Rapport d'Onde Stationnaire ou ROS tout comme le coefficient de réflexion traduit l'adaptation ou la désadaptation d'impédance entre deux éléments. Lorsque l'adaptation n'est pas parfaite, la partie de l'onde réfléchie se superpose à l'onde incidente pour ne former qu'une seule onde, appelée onde stationnaire. Il se définit comme le rapport des valeurs maximales et minimales de l'amplitude de l'onde stationnaire. Le ROS ou, en anglais, VSWR (Voltage Standing Wave Ratio) peut également s'exprimer à partir du coefficient de réflexion que nous venons de définir à travers l'expression (I.12)

$$ROS = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \quad \text{I.12}$$

Autrefois cette valeur était exprimée en pourcentage, on parlait alors de Taux d'Onde Stationnaire mais cette forme de caractérisation est aujourd'hui abandonnée.

I.4.4 La fréquence de résonance et la bande passante

Hormis les antennes multi-bandes et large bandes, les antennes sont souvent conçues pour travailler selon une seule norme. Cette norme impose une plage de fréquence sur laquelle l'objet communicant doit être à même de travailler, cette contrainte se retrouve donc sur tous les composants du module RF dont l'antenne. Ainsi il faut, pour l'antenne, garantir des caractéristiques acceptables notamment au niveau de l'impédance qui est dépendante de la fréquence. La bande passante d'une antenne définit donc la plage de fréquence dans laquelle le coefficient de réflexion est inférieur à un seuil fixé arbitrairement. Généralement la bande passante correspond à la plage de fréquence pour laquelle le coefficient de réflexion est inférieur de -10dB. Mais dans certaines applications, ce niveau peut être relevé à -6 dB ce qui permet de relâcher certaines contraintes lors de la conception d'une antenne, c'est le cas, par exemple, pour certaines antennes de téléphone mobile. Il est cependant communément admis que si le seuil auquel est considéré la bande passante n'est pas précisé, il s'agit de la bande passante pour un S_{11} inférieur à -10dB. La Figure I.3 montre le paramètre S_{11} d'une antenne en fonction de la fréquence et met en évidence la bande passante à -10 dB. Dans cet exemple la bande passante qui s'exprime en Hertz (Hz) est de 226 Mhz.

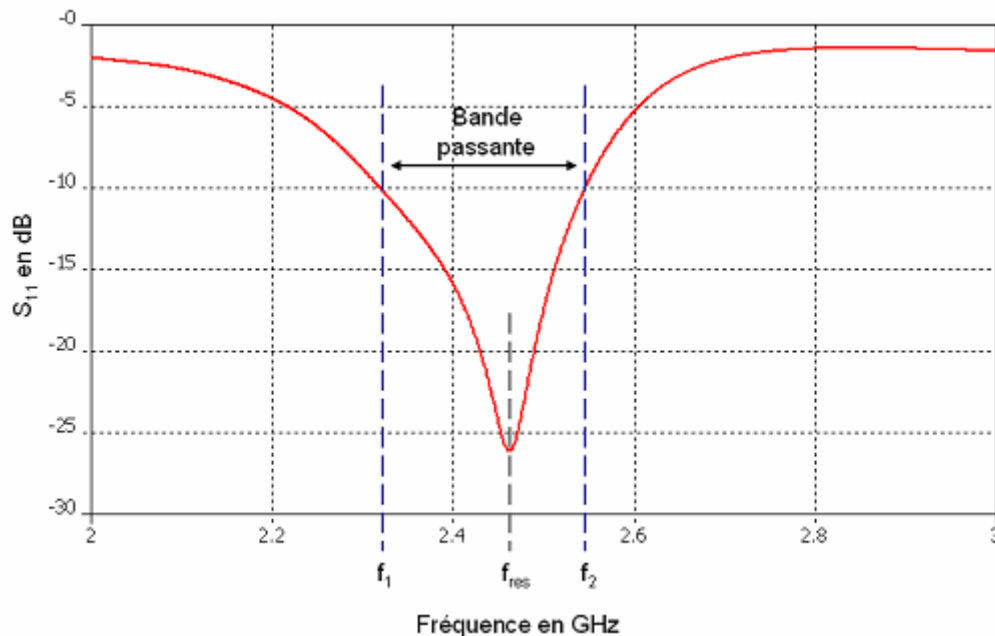


Figure I.3 : illustration de la bande passante à -10Db d'une antenne

Chapitre I

La fréquence de résonance f_{res} , correspond à la fréquence pour laquelle l'antenne est la mieux adaptée, c'est-à-dire pour laquelle le coefficient de réflexion est le plus faible. Sur une bande passante donnée, il est possible d'observer plusieurs minima donc plusieurs fréquences de résonance.

Afin de comparer des structures d'antennes, on exprime souvent la bande passante, BP, d'une antenne en pourcentage par rapport à la fréquence de résonance (I.13).

$$PB(en\%) = \frac{f_2 - f_1}{f_{res}} \cdot 100 \quad I.13$$

I.5. Vecteur de Poynting

La densité surfacique de puissance d'une onde électromagnétique et caractérisée par le vecteur de poynting $\vec{N}(M, t)$.il s'exprime par :

$$\langle \vec{N}(M, t) \rangle = \vec{E}(M, t) \wedge \vec{H}(M, t) \quad I.14$$

En régime harmonique du temps, sa valeur moyenne est :

$$\langle \vec{N}(M, t) \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(\vec{E} \wedge \vec{H}^*)$$

Et dans la zone de champ lointain, cette valeur peut s'écrire comme suit :

$$\langle \vec{N}(r, \theta, \phi) \rangle = \frac{1}{r^2} \frac{1}{2\eta} |\vec{E}(\theta, \phi)|^2 \cdot \vec{u}_r$$

Car $\vec{E}(M, t)$ est donné par :

$$\vec{E}(M, t) = \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{E}(\theta, \phi) \quad I.15$$

Et :

$$\vec{H}(M) = \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{\vec{u}_r \wedge \vec{E}(\theta, \phi)}{\eta} \quad I.16$$

De façon générale, divers paramètres sont utilisés pour décrire les caractéristiques et les performances des antennes. Ces paramètres peuvent être classés en deux grands groupes. Le premier caractérise l'antenne considérée en tant qu'élément de circuit électrique et le deuxième s'intéresse aux propriétés de rayonnement de l'antenne. La plupart de ces caractéristiques sont définies à partir de la notion de puissance (absorbée ou rayonnée).

I.6. LES CARACTERISTIQUES DE RAYONNEMENT

Un grand nombre de paramètres électriques que nous venons de définir sont valables pour d'autres composants d'une chaîne de transmission radiofréquence. Mais, ce qui différencie réellement les antennes sont leur capacité à rayonner qui se définit au moyen de plusieurs paramètres que nous allons présenter dans cette partie.

I.6.1. Intensité de rayonnement

L'intensité de rayonnement $\psi(\theta, \phi)$ est une caractéristique de l'antenne dans la zone au champ lointain. Par définition l'intensité de rayonnement d'une antenne est :

$$\psi(\theta, \phi) = \left| \langle \vec{N}(r, \theta, \phi) \rangle \right| r^2$$

Ou par :

$$\psi(\theta, \phi) = \frac{1}{2\eta} |\vec{E}(\theta, \phi)|^2 \quad \text{I.17}$$

I.6.2. puissance totale rayonnée par une antenne

Elle est égale au flux de la valeur moyenne du vecteur de poynting à travers une surface fermée quelconque, elle s'exprime par :

$$P_r = \oiint \langle \vec{N}(M, t) \rangle \cdot \vec{ds}$$

$$P_r = \oiint |\langle \vec{N}(M, t) \rangle| u_r \cdot \vec{ds}$$

Chapitre I

On peut écrire en fonction de $\vec{E}(\theta, \phi)$ à partir de l'équation comme suit :

$$P_r = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{1}{2\eta} |\vec{E}(\theta, \phi)| \sin \theta d\theta d\phi \quad \text{I.18}$$

I.6.3. La résistance de rayonnement

La résistance de rayonnement R_r et liée à la puissance de rayonnement de l'antenne, donc par définition :

$$R_r = \frac{1}{I_{eff}^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{1}{2\eta} |\vec{E}(\theta, \phi)| \sin \theta d\theta d\phi \quad \text{I.19}$$

Pour une antenne, plus grande est sa résistance de rayonnement mieux elle rayonne.

I.6.4. Fonction caractéristique de rayonnement

L'antenne isotrope n'existe pas et n'est pas réalisable. En réalité, l'énergie rayonnée par une antenne est répartie inégalement dans l'espace, certaines directions sont privilégiées : ce sont les lobes de rayonnement. Le diagramme de rayonnement d'une antenne permet de visualiser ces lobes dans les trois dimensions, dans le plan horizontal ou dans le plan vertical incluant le lobe le plus important.

Soit $\psi(\theta, \phi)$ l'intensité de rayonnement de l'antenne dans la direction $\Delta(\theta, \phi)$ et soit $\Delta_0(\Theta_0, \varphi_0)$ une direction particulière de l'énergie dont laquelle l'intensité de rayonnement est maximale, et $\psi_0(\Theta_0, \varphi_0)$ l'intensité de rayonnement maximale, alors par définition le rapport sans dimension :

$$R(\theta, \phi) = \frac{\psi(\theta, \phi)}{\psi_{\max}}$$

Est la fonction caractéristique de rayonnement.

Nous remarquons aussi :

$$R(\theta, \phi) = \frac{\psi(\theta, \phi)}{\psi_{\max}} = \frac{\frac{1}{2\eta} |\vec{E}(\theta, \phi)|^2}{\frac{1}{2\eta} |\vec{E}(\theta, \phi)|_{\max}^2}$$

Et :

$$\sqrt{R(\theta, \phi)} = \frac{\vec{E}(\theta, \phi)}{\vec{E}(\theta, \phi)_{\max}} \quad \text{I.20}$$

La représentation graphique de la fonction caractéristique porte le nom de diagramme de rayonnement. Sur ce diagramme, on distingue des lobes différents.

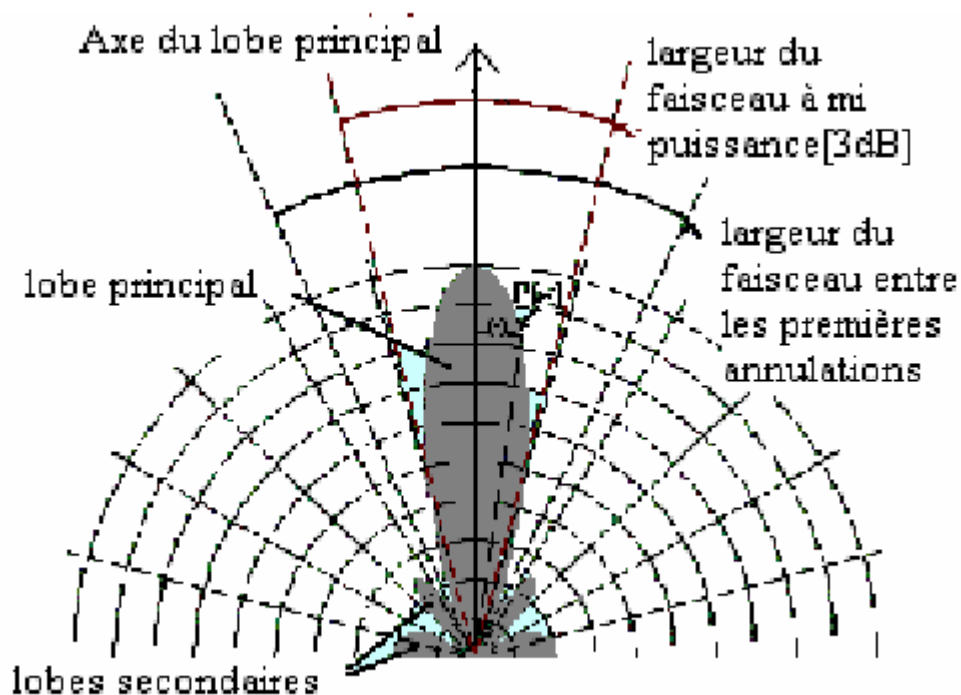


Figure I.4 : diagramme de rayonnement

Cette figure présente les principaux lobes du diagramme de rayonnement:

- Le lobe principal: c'est le lobe le plus important car il présente la directivité d'une antenne.
- Les lobes secondaires direction autre que la direction privilégiée. Idéalement, ils doivent être les lobes les plus faible.

Chapitre I

- Le lobe arrière: c'est un lobe secondaire dans la direction opposé à la direction privilégiée de l'antenne (arrière de l'antenne)

I.6.6. L'angle d'ouverture à (-3db)

L'angle d'ouverture est défini comme l'angle existant entre les points dont la densité de puissance de rayonnement est égale à la moitié de la puissance de rayonnement maximum. C'est donc une séparation angulaire correspondant à une atténuation de 3dB sur le diagramme de rayonnement de la Figure I .5. Comme le montre la figure, l'angle d'ouverture est défini dans un plan qu'il convient de préciser.

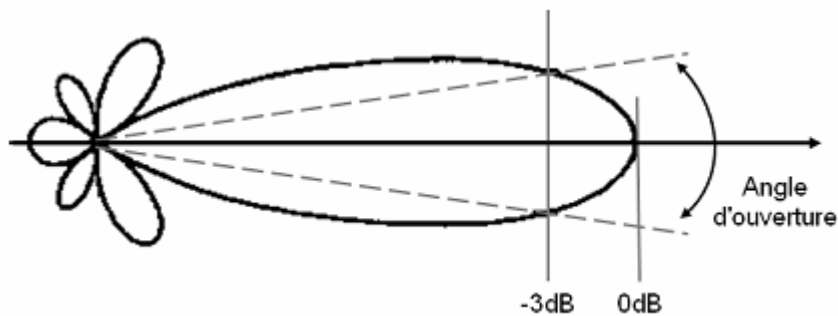


Figure I.5: illustration de l'angle d'ouverture

Cette donnée ne s'applique généralement qu'aux antennes directives présentant un lobe principal de rayonnement. L'angle d'ouverture est une donnée importante pour les antennes très directives utilisées dans des liaisons point à point ou alors dans la mise en œuvre d'antennes sectorielles au niveau des stations de base des réseaux de téléphonie sans fil.

I.6.7. La directivité

a. L'angle solide

L'angle solide, notée Ω , est une notion géométrique qui est dans l'espace (3 dimension). Il s'agit d'évaluer une surface d'espace que l'on peut voir dans une direction donnée. Ainsi, l'espace tout entier (sphère depuis son centre) est vu comme angle solide de 4π stéradian.

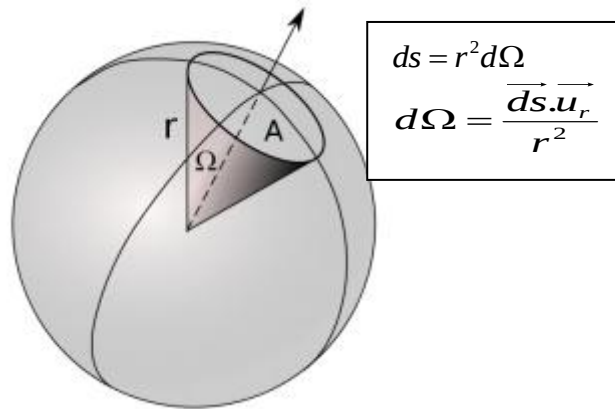
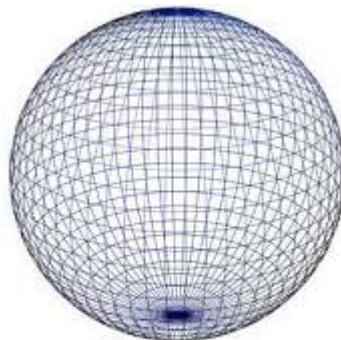


Figure I.6 : représentation d'angle solide

b. Antenne isotrope

Une antenne isotrope est une antenne qui rayonne son énergie uniformément dans toutes les directions de l'espace. Même si différents travaux tentent de s'approcher de cette propriété, cette antenne reste purement théorique et sert de référence pour établir la directivité ou le gain d'une antenne réelle.



a - isotrope

Figure I.7: Diagramme de rayonnement d'une antenne isotrope

c. la directivité

la directivité d'une antenne $D(\theta, \varphi)$ dans une direction donnée $\Delta(\theta, \varphi)$, est par définition, le quotient de l'intensité de rayonnement dans cette direction par la valeur moyenne, soit celle qui serait obtenue si la puissance était émise uniformément dans toutes les directions par une antenne isotrope :

$$\psi_{iso} = \left\langle \frac{P_t}{4\pi} \right\rangle$$

Avec : P_t est la puissance total rayonnée par l'antenne.

$$D(\theta, \phi) = \frac{\psi(\theta, \phi)}{\psi_{iso}(\theta, \phi)} = \frac{\psi(\theta, \phi)}{\frac{1}{4\pi} \oint \psi(\theta, \phi) d\Omega} \quad \text{I.21}$$

$$\text{Avec : } d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi \quad \text{I.22}$$

$$D(\theta, \phi) = \frac{4\pi\psi(\theta, \phi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \psi(\theta, \phi) \sin\theta d\theta d\phi}$$

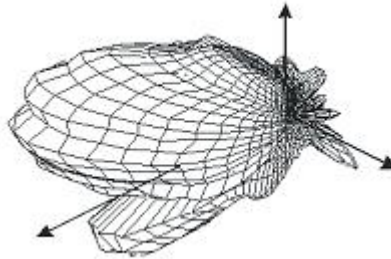


Figure I.8: représentation de la directivité dans une direction donnée

I.6.8. Le gain d'une antenne

Le gain d'une antenne est le rapport de la quantité d'énergie reçue ou émise dans une direction et la quantité d'énergie reçue ou émise par une antenne de référence dans la même direction. Cette dernière peut être une antenne isotrope qui possède un diagramme de rayonnement circulaire : on parle alors du gain absolu (isotope) égal à:

$$G(\theta, \phi) = \eta D(\theta, \phi) \quad \text{I.23}$$

Il est exprime en dB_i

Avec η le rendement de l'antenne.

Dans le cas où l'on prend comme référence une source étalon réelle, on parle du gain relatif exprimé en dB :

$$G_R = \frac{G(\theta, \phi)}{G_0(\theta, \phi)} \quad \text{I.24}$$

I.6.9. Le rendement d'une antenne :

Comme tous les circuits à pertes, une fraction plus ou moins appréciable de la puissance fournie se trouve à la sortie. Dans le cas d'une antenne les pertes sont liées à la résistance de perte. Donc, par définition, le rendement est le rapport entre la puissance totale rayonnée et la puissance d'alimentation :

$$\eta_r = \frac{P_r}{P_a} \quad \text{I.25}$$

Le plus souvent, surtout en hautes fréquences, le rendement est très voisin de l'unité ($\eta_r = 1$) et l'on confond le gain et la directivité.

I.6.10. la polarisation

La polarisation est un paramètre très important dans la caractérisation d'une antenne, essentiellement parce que si deux antennes devant communiquer ensemble proposent des polarisations non adaptées, la puissance transmise sera très fortement diminuée voire nulle. Lorsque l'on parle de la polarisation d'une antenne, il s'agit de la polarisation observée dans la direction du gain maximum de l'antenne car la polarisation peut être différente en fonction de la direction considérée.

La polarisation d'une onde électromagnétique est une "figure géométrique", décrite au cours du temps, par l'extrémité du vecteur champ électrique dans le plan d'onde. Le plan d'onde est le plan perpendiculaire à la direction de propagation. Le vecteur champ électrique se décompose souvent en deux composantes orthogonales comme le montre la (Figure I.9)

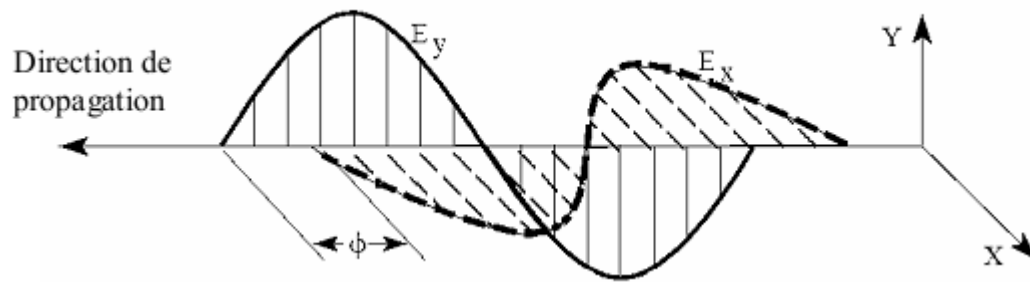
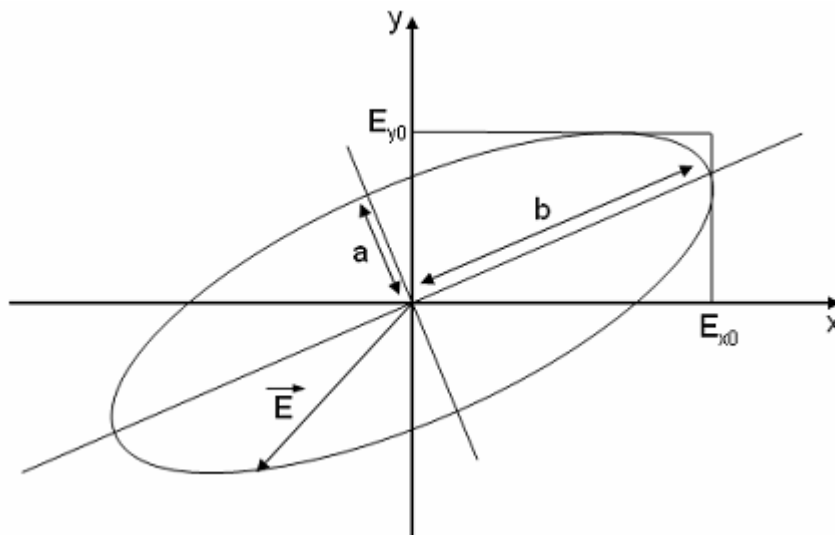


Figure I.9: Composantes orthogonales du champ électrique

✓ Polarisation elliptique

La polarisation est dite elliptique si l'extrémité champ électrique décrit une ellipse (figure I.10) en un point donné de l'espace.

Figure I.10 : Représentation de la rotation du vecteur champ électrique $\vec{E}$ dans le plan xy

✓ Polarisation linéaire

La polarisation est considérée comme linéaire si à chaque instant, le champ électrique est orienté selon une même direction.

Ceci est un cas particulier de la polarisation elliptique qui apparaît lorsque le rapport $\frac{E_{x0}}{E_{y0}}$ vaut l'infini ou zéro, ou alors lorsque les deux composantes sont en

phases ou en opposition de phase. Une polarisation linéaire est dite verticale lorsque le vecteur champ électrique est orienté verticalement par rapport à l'horizon (figure I.11). Inversement, une polarisation linéaire est dite horizontale lorsque le vecteur champ électrique est orienté parallèlement par rapport à l'horizon.

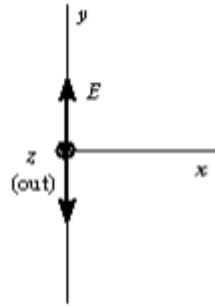


Figure I.11: La polarisation linéaire

✓ Polarisation circulaire

La polarisation est circulaire si le vecteur champ électrique décrit un cercle au cours du temps.

Une polarisation circulaire implique donc que les deux composantes du champ soient en quadrature de phase et que les deux amplitudes E_x et E_y soient égales.

Les caractéristiques qui suivent sont à la réception.

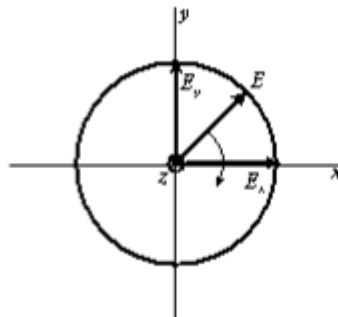


Figure I.12 : la Polarisation circulaire

I.6.11. Théorème de réciprocité

Considérant les deux circuits rayonnants munis de deux accès 1 et 2 :

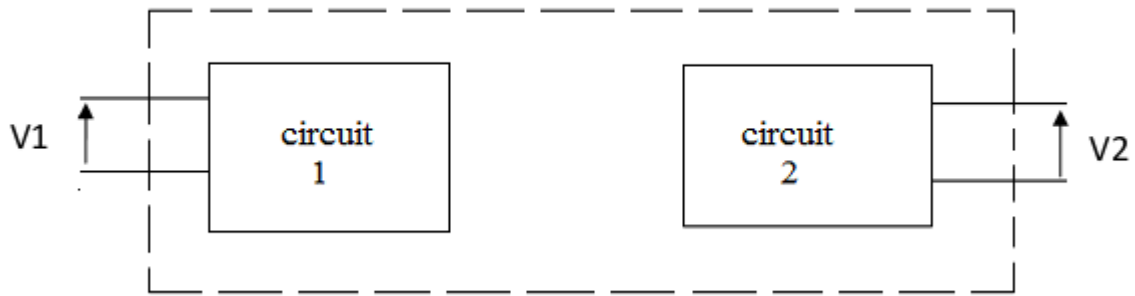


Figure I.13: théorème de réciprocité

Le théorème de réciprocité pour les systèmes affirme que :

$Z_{12}=Z_{21}$ et donc : $Y_{12}=Y_{21}$.

La conséquence de ce théorème sur les antennes indique que, ses caractéristiques, sont identiques, que l'antenne soit utilisée à l'émission ou à la réception.

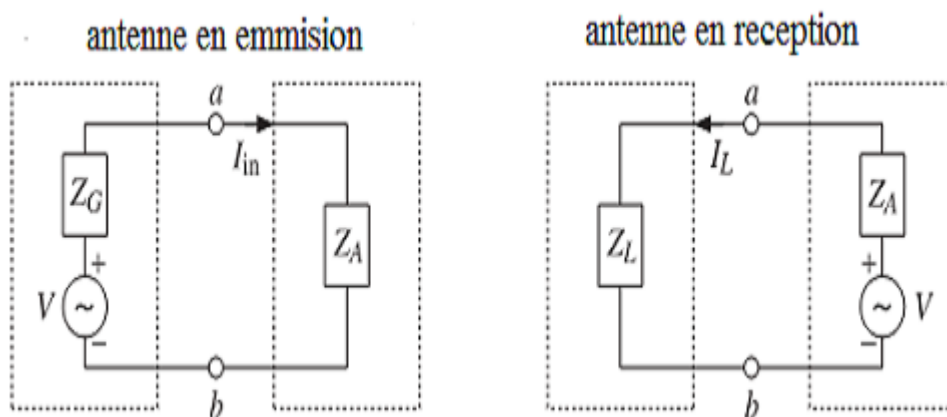
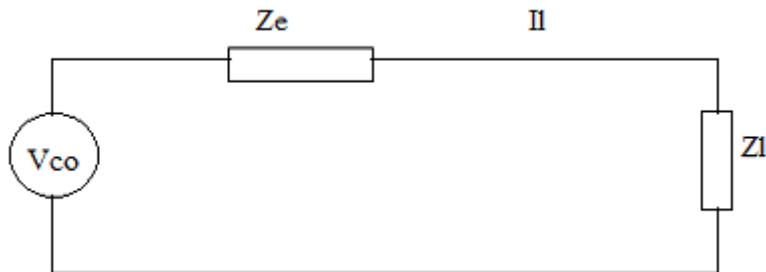


Figure : I.14 même caractéristique de rayonnement

I.6.12. La puissance collectée à la charge :

Considérons une antenne utilisée en réception est le schéma équivalent suivant :



Le courant I_L donné par :

$$I_L = \frac{V_{co}}{Z_e + Z_L} \quad \text{I.26}$$

La puissance P_L collectée à la charge vaut donc :

$$P_L = \frac{1}{2} R_L |I_L|^2 \quad \text{I.27}$$

Cette puissance est maximale à la charge c'est-à-dire :

$Z_e = Z_L$ Donc on aura :

$$P_{\max} = \frac{1}{8} \frac{|V_{co}|^2}{R_e} \quad \text{I.28}$$

I.7. Différents types d'antennes

I.7.1. Les antennes filaires

La catégorie des antennes filaires regroupe l'ensemble des antennes formées d'une structure de câble conducteur de diamètre faible ou l'on considérera des densités linéiques de courant. Les antennes de bases sont : les dipôles, les monopoles, les boucles. Pour étudier de telles antennes, il suffit de les décomposer en petite partie (d'antennes élémentaires ou doublet d'hertz).

- **Antenne élémentaire**

Le doublet d'hertz ou l'antenne élémentaire ou le doublet élémentaire est une antenne filaire mince de forme cylindrique (diamètre $d \ll \lambda$) parcourue par un courant variable dans le temps, d'amplitude complexe associée constante. Pour avoir cette amplitude associée de courant constant tout le long de cette antenne, sa longueur doit donc être très petite devant la longueur d'onde ($L \ll \lambda$), elle doit être munie à ses extrémités de deux plaques métalliques conductrices constituant une charge capacitive, afin d'assurer le courant non nul aux extrémités de l'antenne et de satisfaire l'équation de continuité. Cependant l'étude de cette antenne est d'une très grande importance, car le champ total rayonné de l'antenne filaire mince ou composée s'obtient en calculant le champ rayonné par N doublet d'hertz.

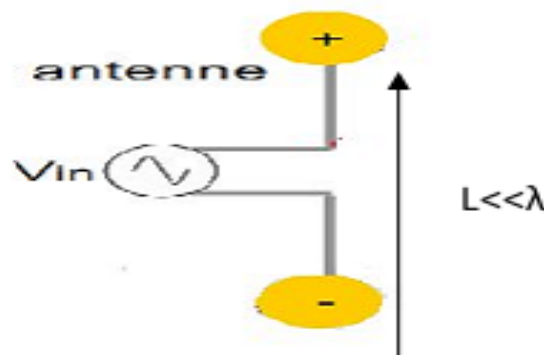


Figure I.16 : structure d'une antenne de hertz

I.7.2. Les antennes directives

Les antennes directives, comme leur nom indique, concentrent la totalité de leur rayonnement dans une direction unique. Ce type d'antenne est utilisé pour des liaisons de type point à point pour lesquelles les positions des antennes d'émission et de réception sont connues. La directivité et l'angle d'ouverture du lobe dépendent des applications visées. Les applications sont en général des liaisons Terre – Satellites . L'intérêt de ces antennes se concentre sur l'augmentation de la portée des liaisons radio et sur l'augmentation du débit des transmissions.

Il existe plusieurs familles d'antennes directives, nous allons présenter quelques unes.

I.7.2.1. Les antennes à ouverture rayonnante

La première famille d'antennes directives est celles des antennes à ouverture rayonnante . Pour ce type d'antenne nous citons les paraboles , les antennes lentilles , les cornets :

➤ **Les antennes cornets :**

sont des guides d'ondes à section progressivement croissante se terminant par une ouverture rayonnante rectangulaire. L'ouverture rayonnante peut être rectangulaire pour la polarisation linéaire ou circulaire pour la polarisation circulaire.



Figure I.17 :antenne cornet

➤ **L'antenne parabole :**

Les paraboles sont des antenne à projecteur d'onde assimilables à des ouvertures rayonnantes de grandes dimensions par rapport à la longueur d'onde. Leur rôle est de transformer une onde sphérique en onde plane : la source est placée au point focal(foyer) du système à lentilles ou à réflecteurs (figure I.15). Elle produit une onde sphérique que le projecteur d'onde transforme en onde plane sur une section de dimension finie. En vertu de la théorie de la diffraction des ouvertures rayonnantes, cette onde plane se transforme peu à peu en onde sphérique. Le rayonnement obtenu

Chapitre I

forme un faisceau très directif. Un grand gain et de faibles lobes secondaires sont également constatés.



Figure I.18: Antenne parabole

➤ Les antennes lentilles

De la même manière que les paraboloides, les antennes lentilles sont des projecteurs d'ondes transformant une onde sphérique en onde plane, d'ailleurs, un certain nombre de similitudes existent entre des deux types d'antennes capables de rayonner l'énergie d'une source primaire dans une direction donnée.



Figure I.19 : Antenne lentille

Chapitre I

Les antennes à ouvertures rayonnantes permettent d'obtenir des diagrammes de rayonnement ayant un lobe très directif avec des faibles lobes secondaires. Leurs inconvénients est surtout l'encombrement volumique qu'elles engendrent.

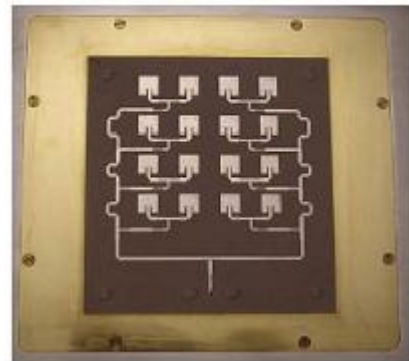
I.7.2.2.les reseaux d'antennes :

Un réseau d'antennes est un assemblage d'antennes élémentaires, suivant une ou deux dimensions, séparées et alimentées . L'antenne élémentaire peut être un patch, une fente ou bien un cornet.

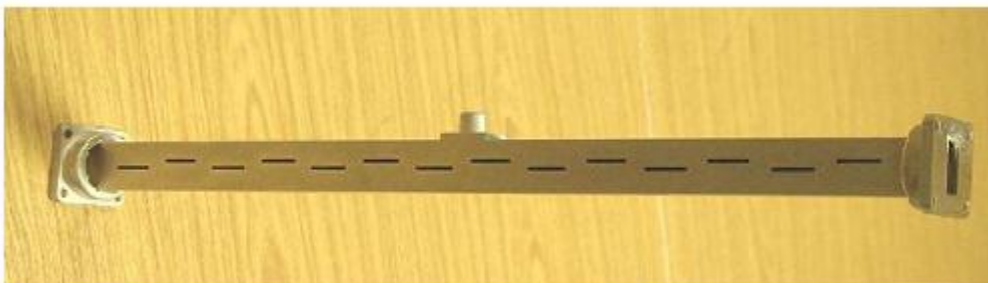
Un réseau peut aussi comporter des éléments non alimentés directement par une source, (éléments parasites ,mais qui sont alimentés par le champ produit par le reste des éléments).



Figure (I.19.a): réseau cornet



figure(I.19. b): réseau patch



Figure(I.19.c) : réseau fente

I.7.3. Antenne planaire

L'antenne planaire est une antenne dont l'élément rayonnant est une surface conductrice généralement carrée, séparée d'un plan réflecteur conducteur par une lame diélectrique. Sa réalisation ressemble à un circuit imprimé double face, elle est donc favorable à une production industrielle. Ces antennes et spécialement les antennes imprimées ont été beaucoup développées et utilisées ces dernières années pour leur faible encombrement. D'autre part, la conformation facile et leur compatibilité avec l'intégration du circuit actif, font qu'elles sont particulièrement adaptées pour réaliser des systèmes compacts d'émission-réception.

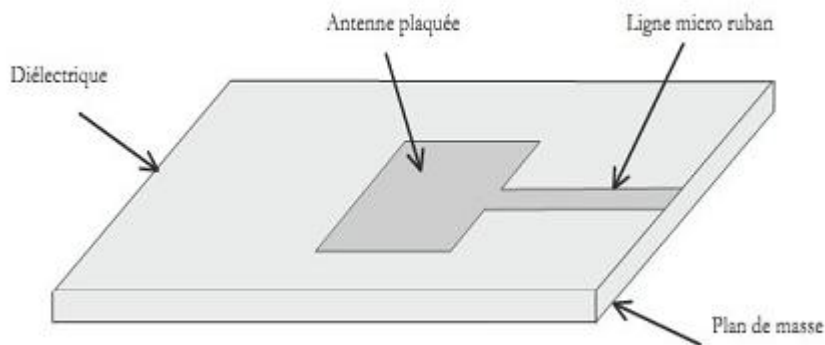


Figure I.20 : antenne planaire

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté les caractéristiques principales d'une antenne et dans le deuxième et le troisième chapitre nous nous consacrons à une étude détaillée sur les antennes planaire (l'antenne patch et l'antenne PIFA).

CHAPITRE II

ANTENNE PATCH

II.1 INTRODUCTION

Dans ce deuxième chapitre, nous allons représenter l'antenne imprimée (la structure, les techniques d'alimentation, les avantages, les inconvénients, et les différents types d'analyses). Et nous allons étudier le modèle de la cavité, pour établir les expressions de la densité de courant et l'expression du champ électromagnétique rayonné dans la zone en champ lointain en fonction de la densité de courant de l'antenne patch. Pour une permittivité relative de diélectrique égale à 1, puis pour la permittivité relative différente de 1.

II.2.DESCRPTION D'UNE ANTENNE IMPRIMEE :

La structure de base est rappelée sur la figure II.1:

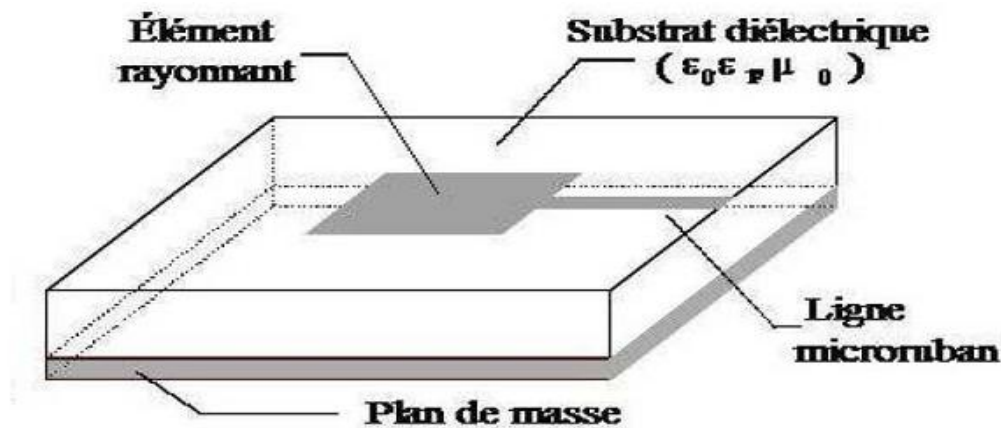


Figure II.1 : structure de base d'une antenne imprimée

La forme du patch conducteur peut être variée, mais elle influe sur les modes qui sont susceptibles de s'exciter dans l'antenne, et donc sur la nature du rayonnement. En pratique, on trouve essentiellement des rectangles, des disques, et plus rarement des anneaux ou des triangles.

II.3.Alimentation des antennes imprimées :

Les différentes méthodes d'alimentation des antennes plaques peuvent être regroupées en deux grandes catégories (Figure : II.2) : Allure des lignes de champ dans la cavité (coupe transversale) : les alimentations par contact (par sonde ou ligne microruban) et les alimentations par proximité (couplage électromagnétique par ligne ou fente). La technique utilisée peut modifier de façon importante le fonctionnement de l'antenne : les avantages et les inconvénients des principales méthodes de base rencontrées dans la littérature sont présentés.

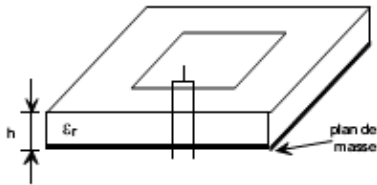
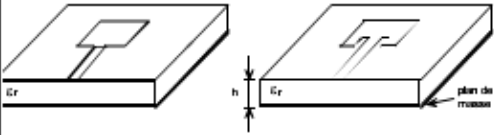
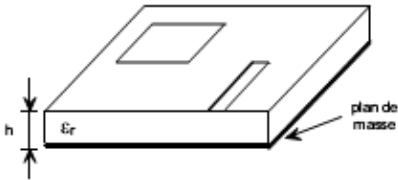
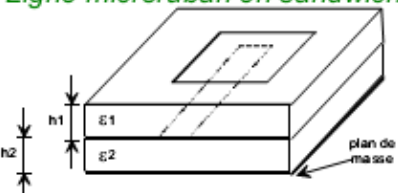
Méthodes	Avantages	Inconvénients
<u>Alimentation par contact</u> <i>Sonde coaxiale</i> 	- pas de pertes par rayonnement de ligne - sélection possible d'un mode privilégié - obtention de l'impédance d'entrée par positionnement de la sonde - prédiction aisée de l'impédance d'entrée pour des substrats faible hauteur - technique de perçage simple jusqu'à 10 GHz	- rayonnement parasite de la sonde de type monopolaire - partie selfique ramenée par l'âme du connecteur à prendre en compte - technique de perçage et de soudure plus délicate en millimétrique - rapidement cher et compliqué industriellement pour exciter chaque élément d'un réseau à forte directivité
<i>Ligne microruban</i> 	- procédé technologique le plus simple par gravure sur la même face de l'antenne et du circuit d'alimentation - adaptation de l'aérien possible par contact pénétrant.	- rayonnement parasite de la discontinuité ligne - aérien - rayonnement parasite possible du circuit de distribution en millimétrique - structure figée après gravure
<u>Alimentations par proximité</u> <i>Ligne microruban en circuit ouvert</i> 	procédé technologique le plus simple par gravure sur la même face de l'antenne et du circuit d'alimentation	- rayonnement parasite possible du circuit de distribution en millimétrique - structure figée après gravure - paramétrage du positionnement relatif de la ligne nécessaire pour adapter l'antenne
<i>Ligne microruban en sandwich</i> 	- dessin du circuit d'alimentation modifiable par rapport aux aériens - bande passante plus large par augmentation de la hauteur ($h1 + h2 > h1$)	- deux couches de substrat requises - difficulté pour l'intégration de dispositifs actifs et pour la dissipation de chaleur

Figure II.2: les différentes méthodes d'alimentation des antennes imprimées

II.4. LES DIFFERENTS FORMES DE PATCH

L'antenne patch peut prendre plusieurs formes qui peut être rectangulaire, carré, circulaire ou simplement un dipôle, ces formes sont les plus courantes car elles présentent une grande facilité d'analyse et de fabrication, mais également un diagramme de rayonnement très intéressant.

La (figure II. 3) montre ces différentes formes :

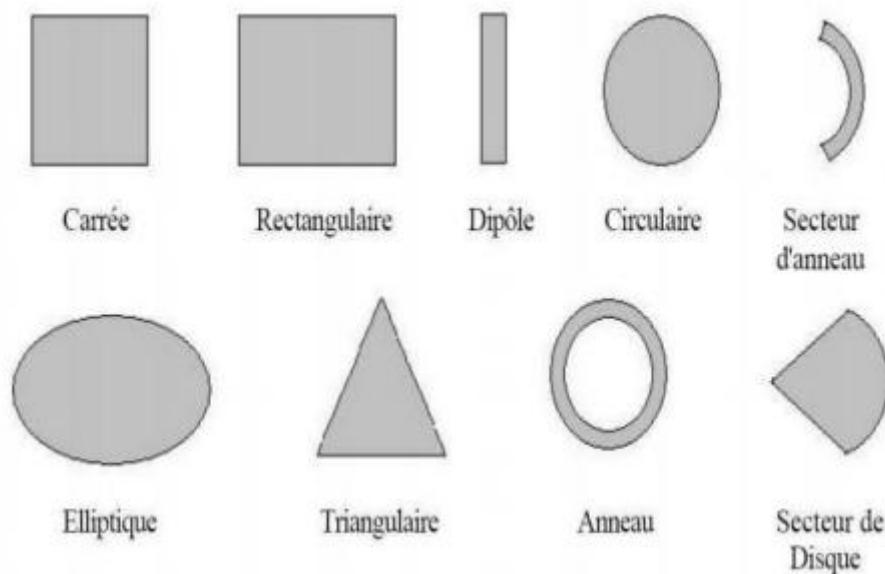


Figure : II.3. Différentes formes d'élément rayonnant

II.5. AVANTAGES ET INCONVENIENTS DES ANTENNES IMPRIMEES

Les antennes imprimées présentent de nombreux avantages et inconvénients comparés aux antennes microondes classiques.

II.5.1. Avantages

- Faible poids, encombrement réduit, configurations conformes possibles ;
- Faible coût de fabrication, production en masse possible ;
- Polarisation linéaire et circulaire pour les télécommunications ;

- Antennes multi bandes, multi polarisations possibles ;
- Compatibilité avec les circuits hybrides et MMIC (Microwave monolithic integrated circuit);
- Réseaux d'alimentation et d'adaptation fabriqués simultanément avec l'antenne.
- Simplicité de leurs structures.
- faible volume
- faible épaisseur

II.5.2. Inconvénients

- Bande passante souvent étroite de l'ordre de 1 à 5% (pour les éléments résonants de géométrie simple) ;
- Généralement faible gain;
- facteur de qualité Q élevé, va d'environ 50 jusqu'à 75 ;
- Supportent uniquement des faibles puissances ;
- Rendement limité de surface ;
- Problèmes de tolérances de fabrication si les motifs imprimés sont petits ;
- Risque de rayonnement parasite dû aux jonctions avec l'alimentation ou à la limitation du plan de masse ;
- Difficulté d'élaborer des antennes à haute pureté de polarisation.

II.6. Les méthodes d'analyse des antennes imprimées :

Deux types de méthodes permettent d'analyser les antennes imprimées :

- Les méthodes numériques
- Les méthodes analytiques

II.6.1. Les méthodes numériques (full-wave) :

Donnent des résultats plus précis. Elles nécessitent l'utilisation d'algorithmes numériques puissants et un temps de calcul plus élevé que les méthodes analytiques.

Elles sont généralement basées sur l'obtention des distributions de courant électrique sur le patch et sur le plan de masse.

On distingue quatre méthodes:

- La méthode des moments
- La méthodes des éléments finis
- La méthode des différences finies
- La méthode de la matrice des lignes de transmission

II.6.2.Les méthodes analytiques :

Elles sont basées sur des équations physiques de l'électromagnétisme où l'on a fait des hypothèses simplificatrices permettant d'obtenir des modèles simples. Néanmoins, les résultats sont approchés. Les modèles fréquemment utilisés pour analyser les antennes imprimées sont :

- le modèle de la ligne de transmission
- le modèle de la cavité électromagnétique

II.6.2.1. Le modèle de la ligne de transmission

Il est le plus simple et fournit des bonnes interprétations physiques. Cette modèle de la ligne de transmission consiste a assimiler l'antenne rectangulaire a un tronçon de ligne micro-ruban très large. Elle permet de les modéliser par des tronçons de lignes micro-rubans dont les caractéristiques sont bien connues.

II.6.2.2. Le modèle de la cavité électromagnétique :

Le modèle de la cavité fournit un formalisme décrivant les champs dans l'antenne et les champs rayonnés. Contrairement au modèle de la ligne de transmission limitée au patch rectangulaire, il n'y a pas d'hypothèse a priori sur la forme de l'élément rayonnant

Celui-ci s'applique dans la région limitée par la surface métallique du patch et du plan de masse associé. Cette région sera assimilée à une cavité dont les parois latérales seront des murs magnétiques et les faces supérieures et inférieures des murs électriques. C'est au niveau des parois latérales, que les courants de surface sont calculés et de là est déduit le rayonnement.

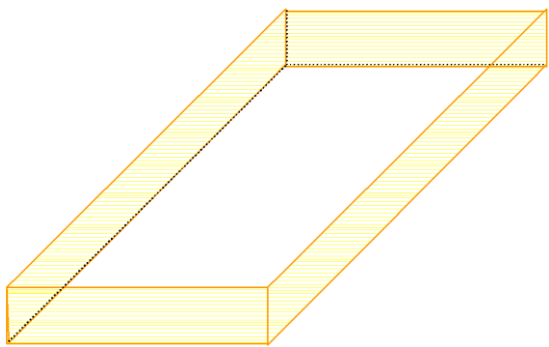
II.7.MODELE DE LA CAVITE :

Il existe une analogie de fonctionnement entre les antennes imprimées et les antennes filaires : les distributions de courants qui génèrent le champ rayonné sont imposées par des modes résonnants. Dans le cas des antennes filaires, il s'agit de modes stationnaires à une dimension, dans le cas des antennes imprimées, il s'agit de modes stationnaires à trois dimensions.

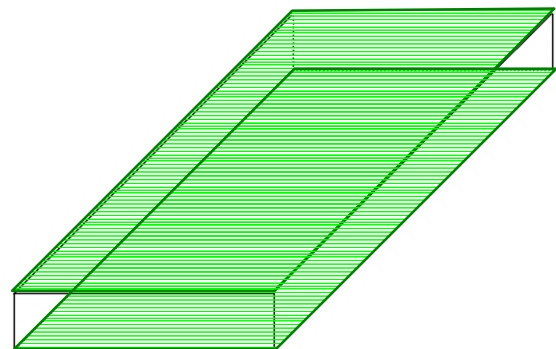
Dans le modèle de la cavité, on identifie l'antenne imprimée à une cavité résonnante dans laquelle on est capable de mettre en évidence les modes qui peuvent s'installer. Chaque mode conduit à une distribution de courant sur le patch, et le diagramme de rayonnement peut être calculé en faisant rayonner ces courants.

La nature des modes dépend de la forme du patch. Nous allons développer un modèle pour un patch rectangulaire, mais l'étude analytique peut être menée pour des patches ayant la forme d'un disque ou d'un anneau, voire des formes plus exotiques.

Une antenne à patch rectangulaire sera assimilée à une cavité ayant deux murs électriques parfaits (qui correspondent aux surfaces parfaitement conductrices), et quatre murs magnétiques parfaits (figure II-4).



Quatre murs magnétiques



Deux murs électriques

Figure II-4 : Représentation des murs électriques et magnétiques dans le modèle de la cavité

Afin de permettre une mise en équation des modes stationnaires, la cavité est représentée dans un repère (O, x, y, z) et présente les dimensions suivantes : a suivant l'axe des x , b suivant l'axe des y , h suivant l'axe des z (Figure II-5).

Les hypothèses qui vont être utilisées pour déterminer les modes qui s'installent dans cette cavité sont les suivantes :

- Les murs électriques dans les plans $z = 0$ et $z = h$ sont idéaux
- Les murs magnétiques dans les plans $y = 0$, $y = b$, $x = 0$, $x = a$ sont idéaux
- La hauteur h du patch au-dessus du plan de masse est très inférieure à la longueur d'onde λ correspondant à la fréquence de fonctionnement de l'antenne (fréquence du mode excité).

Cette dernière hypothèse a des conséquences importantes : puisque le champ électrique tangentiel est nul en $z = 0$ et $z = h$, on en déduit que les lignes de champ qui atteignent les conducteurs dans ces deux plans sont orthogonales à ces plans.

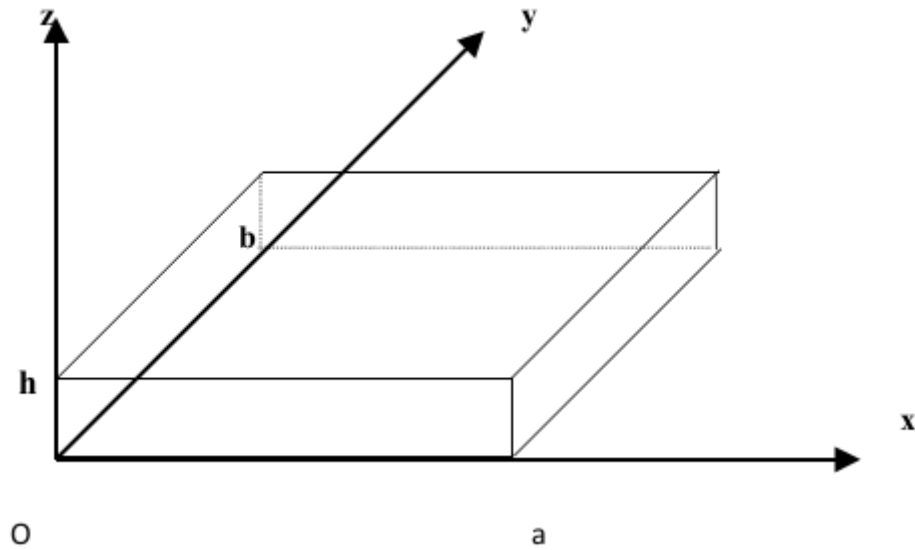


Figure II-5 : Représentation de la cavité dans un repère (O, x, y, z)

De plus, la condition $h \ll \lambda$ indique que le champ électromagnétique ne varie quasiment pas sur la hauteur h .

En rassemblant ces conclusions, le champ électrique interne à la cavité ne peut être orienté que suivant Oz, et doit être constant sur une ligne de champ entre les deux plans parfaitement conducteur (car les lignes de champ sont parallèles).

Nous désignerons donc le champ électrique interne à la cavité, porté par la direction Oz par :

$$\vec{E} = E_z(x, y) \vec{k} \quad \text{II-1}$$

De l'équation de Maxwell :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -j\omega \vec{B} \quad \text{II-2}$$

Dans laquelle B représente le champ magnétique interne, on déduit

$$\begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \end{vmatrix} = \frac{\partial E_z}{\partial y} \vec{i} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \vec{j} + 0\vec{k} = -j\omega B_x \vec{i} - j\omega B_y \vec{j} - j\omega B_z \vec{k} \quad \text{II-3}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} = -j\omega B_x \\ \frac{\partial E_z}{\partial x} = j\omega B_y \\ 0 = j\omega B_z \end{cases} \Rightarrow B_z = 0$$

Soit encore :

$$\vec{B} = -\frac{1}{j\omega} \left\{ \frac{\partial E_z}{\partial y} \vec{i} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \vec{j} \right\} = B_x \vec{i} + B_y \vec{j} \quad \text{II-4}$$

On note qu'il n'existe pas de composante de champ magnétique suivant Oz, et donc que les lignes de champ magnétiques sont parallèles au plan $z = 0$.

L'équation de propagation

$$\Delta \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad \text{II-5}$$

Se simplifie car il n'existe qu'une composante de champ suivant Oz et cette composante est indépendante de z :

$$\frac{\partial^2 E_z(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z(x,y)}{\partial y^2} + k^2 E_z(x,y) = 0 \quad \text{II-6}$$

La recherche d'une solution par la méthode de séparation des variables conduit à poser :

$$E_z(x,y) = f(x) \cdot g(y) \quad \text{II-7}$$

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad \text{II-8}$$

L'équation (II-6) se ramène à la résolution de deux équations indépendantes :

On aura :

$$g(y) \frac{d^2 f}{dx^2} + f(x) \frac{d^2 g}{dy^2} + (k_x^2 + k_y^2) f(x) g(y) = 0$$

$$g(y) \frac{d^2 f}{dx^2} + f(x) \frac{d^2 g}{dy^2} + k_x^2 f(x) g(y) + k_y^2 f(x) g(y) = 0$$

$$g(y) \left[\frac{d^2 f}{dx^2} + k_x^2 f(x) \right] + f(x) \left[\frac{d^2 g}{dy^2} + k_y^2 g(y) \right] = 0$$

$$\begin{cases} \frac{d^2 f}{dx^2} + k_x^2 f(x) = 0 & \text{II-9} \\ \frac{d^2 g}{dy^2} + k_y^2 g(y) = 0 & \text{II-10} \end{cases}$$

Dont les solutions évidentes sont :

$$f(x) = A \cos(k_x \cdot x) + B \cdot \sin(k_x \cdot x) \quad \text{II-11}$$

$$g(y) = C \cos(k_y \cdot y) + D \cdot \sin(k_y \cdot y) \quad \text{II-12}$$

Où A, B, C, D, sont quatre constantes qui dépendent des conditions aux limites.

Le champ électrique E_z se présente donc sous la forme :

$$E_z(x, y) = [A \cdot \cos(k_x \cdot x) + B \cdot \sin(k_x \cdot x)] \cdot [C \cdot \cos(k_y \cdot y) + D \cdot \sin(k_y \cdot y)] \quad \text{II-13}$$

Les conditions aux limites sur les surfaces parfaitement conductrices ont déjà été utilisées pour préciser la direction du champ électrique dans la cavité.

Les conditions aux limites sur les murs magnétiques parfaits imposent un champ magnétique tangentiel nul sur ces parois, soit :

$$B_x = 0 \quad \text{en } y = 0 \text{ et } y = b \quad \text{II-14}$$

$$B_y = 0 \quad \text{en } x = 0 \text{ et } x = a \quad \text{II-15}$$

De (II-4) et (II-14), on déduit :

$$B_x = 0 \quad \frac{\partial E_z(x, y)}{\partial y} = 0 \quad \text{II-16}$$

$$\text{Où } \frac{\partial E_z}{\partial y} = -C \cdot k_y \cdot \sin(k_y \cdot y) + D \cdot k_y \cdot \cos(k_y \cdot y) = 0 \quad \text{en } y = 0 \text{ et } y = b \quad \text{II-17}$$

$$\text{En } y = 0 \Rightarrow D \cdot k_y = 0 \Rightarrow D = 0 \quad \text{II-18}$$

$$\text{En } y = b \Rightarrow k_y \cdot b = n \cdot \pi \Rightarrow k_y = n \cdot \pi / b \quad \text{II-19}$$

n : étant un entier à priori quelconque.

De (II-4) et (II-15), on déduit :

$$B_y = 0 \quad \frac{\partial E_z(x, y)}{\partial x} = 0 \quad \text{II-20}$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = -A \cdot k_x \cdot \sin(k_x \cdot x) + B \cdot k_x \cdot \cos(k_x \cdot x) = 0 \quad \text{en } x = 0 \text{ et } x = a \quad \text{II-21}$$

$$\text{En } x = 0 \quad \Rightarrow \quad B = 0 \quad \text{II-22}$$

$$\text{En } x = a \quad \Rightarrow \quad k_x \cdot a = m \cdot \pi \quad \Rightarrow \quad k_x = m \cdot \pi / a \quad \text{II-23}$$

m : étant un entier à priori quelconque.

En utilisant les expressions de k_x et k_y obtenus ci – dessus, et en tenant compte de la nullité des constantes B et D, le champ électrique (II-13) s'écrit sous la forme suivante, à une constante multiplicative près qui est posée arbitrairement égale à A' :

$$E_z(x, y) = A' \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \quad \text{II-24}$$

Les composantes de champ magnétiques s'obtiennent à partir de la relation II-4 :

$$B_x(x, y) = A' \frac{n\pi}{j\omega b} \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \quad \text{II-25}$$

$$B_y(x, y) = -A' \frac{m\pi}{j\omega a} \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \quad \text{II-26}$$

Les entiers m et n indiquent l'ordre des modes qui s'excitent suivant les directions x et y. Le mode suivant la direction z a été identifié comme correspondant à un entier $p = 0$, car tous les champs sont constants suivant cette direction pour des raisons évoquées supra.

La relation (II-8) permet de calculer la fréquence de résonance de chacun de ces modes. Réécrite avec les expressions de k_x et k_y données en (II-19) et (II-23), elle permet de prévoir la fréquence de fonctionnement de l'antenne :

$$k^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad \text{II-27}$$

$$k = \frac{\omega}{v} = \omega \sqrt{\varepsilon\mu} = 2\pi f \sqrt{\varepsilon\mu} \quad \text{II-28}$$

$$k^2 = 4\pi^2 f^2 \varepsilon\mu \Rightarrow f = \frac{k}{2\pi\sqrt{\mu\varepsilon}}$$

D'où on déduit :

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{\varepsilon\mu}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad \text{II-29}$$

En pratique, le mode le plus utilisé est le mode $(m, n, p) = (1, 0, 0)$ ou $(m, n, p) = (0, 1, 0)$. On notera que l'entier p qui est associé à la direction Oz est toujours pris égal à 0 car suivant cette dimension, les composantes de champ électromagnétique sont constantes à l'intérieur de la cavité.

Quel que soit le mode utilisé, il est utile de représenter l'allure des champs électriques et magnétiques, ainsi que l'allure du courant sur le patch. Nous proposons de donner une représentation de ces éléments dans le cas du mode fondamental $(1, 0, 0)$. En remplaçant les valeurs de $m = 1$ et $n = 0$ dans l'expression des champs (II-24), (II-25), (II-26), et en choisissant arbitrairement la constante $A' = 1$, on obtient :

$$E_z(x, y) = \cos\left(\frac{\pi}{a} x\right) \quad \text{II-30}$$

$$B_x(x, y) = 0 \quad \text{II-31}$$

$$B_y(x, y) = j \frac{\pi}{\omega a} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \quad \text{II-32}$$

Sur ce mode, les champs ne dépendent pas de y et sont donc constants suivant cette direction.

La quadrature temporelle (j) entre les champs électriques et magnétiques traduit les échanges d'énergie sous les formes électriques et magnétiques dans la cavité : en une abscisse x donnée, lorsque le module du champ électrique est maximum, le champ magnétique est nul, et réciproquement.

Les figures suivantes donnent une représentation des champs et courants sur le mode fondamental.

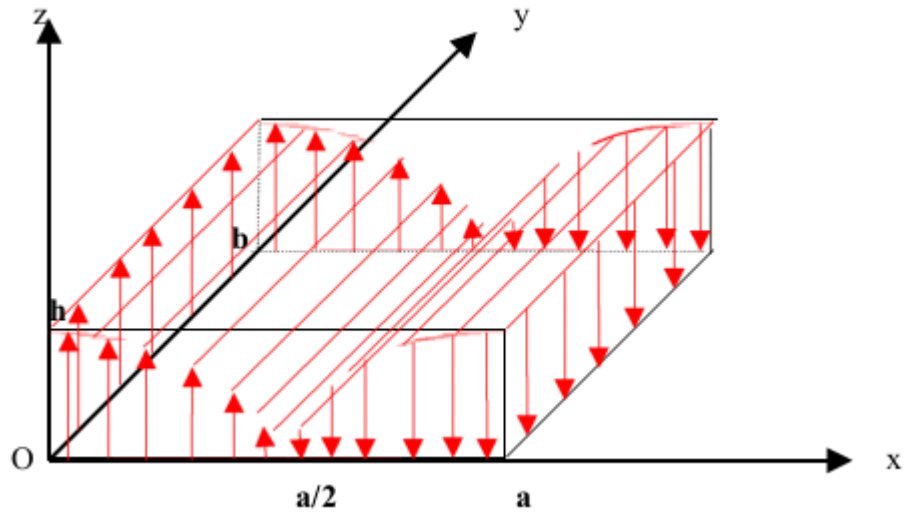


Figure II-6 : Représentation du champ électrique dans la cavité sur le mode $TM_{1,0,0}$.

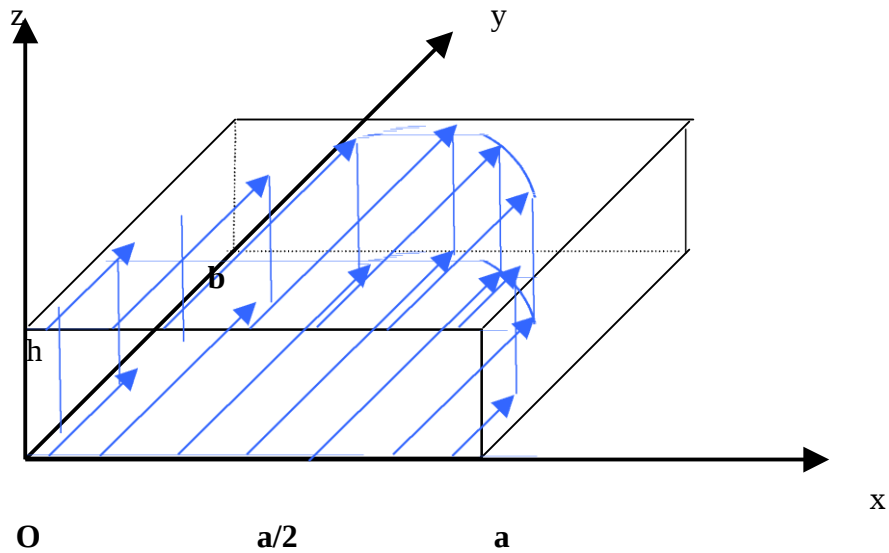


Figure II-7 : Représentation du champ magnétique dans la cavité sur le mode $TM_{1,0,0}$.

Cette figure doit être interprétée en rappelant que la longueur de la flèche représente l'amplitude du champ magnétique, et que ce champ n'a pas de variation en z , ni de variation en y : en d'autres termes, pour une abscisse x donnée, il est identique pour chaque cote y lorsque l'on se déplace suivant un axe parallèle à Oy à l'intérieur de la cavité.

Les courants à la surface du patch sont donnés par la relation :

$$\vec{J} = \vec{n} \wedge \vec{H} = -\vec{k} \wedge \frac{\vec{E}}{\mu} \quad \text{II-33}$$

Soit donc :

$$\vec{J}(x, y) = j \frac{\pi}{\omega a \mu} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \vec{z} \quad \text{II-34}$$

On peut leur associer la représentation de la figure (II-8).

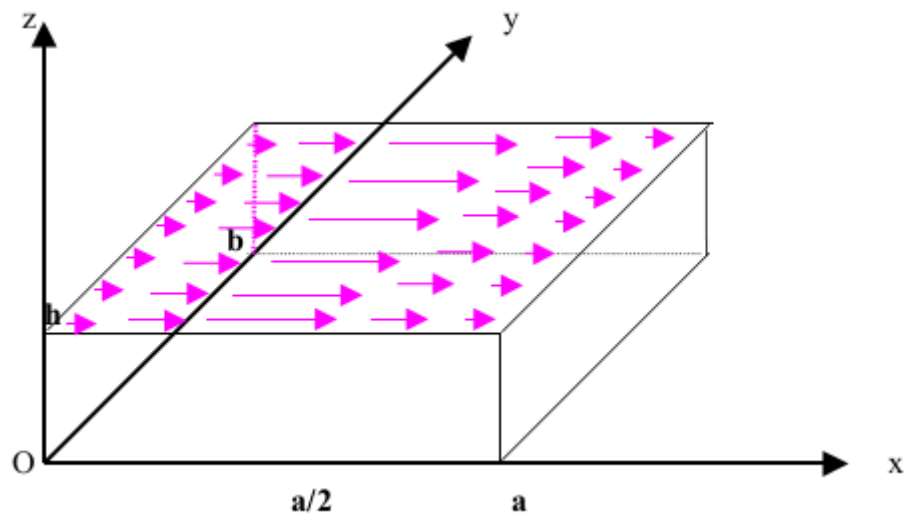


Figure II-8 : Représentation des courants sur le patch sur le mode $TM_{1,0,0}$.

L'orientation de ces courants qui sont tous parallèles est une caractéristique importante, car elle permet de définir deux plans de coupe dans les quels la polarisation de l'onde rayonnée est parfaitement déterminée : le plan (E) qui contient le vecteur champ électrique et qui correspond au plan $y = 0$; et le plan (H) qui contient le champ magnétique et qui correspond au plan $x = 0$.

II.7.1. calcul des courants électriques ($\epsilon_r = 1$)

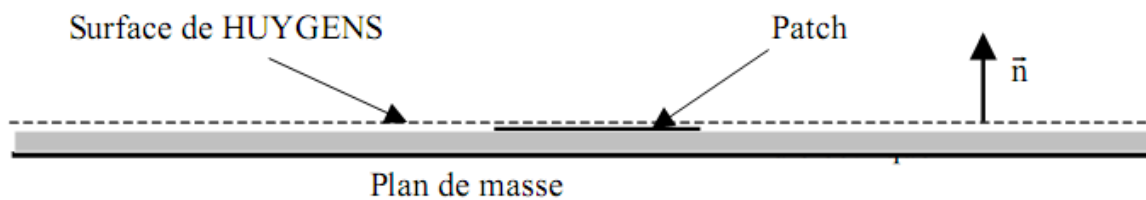
Le modèle de la cavité a permis de déterminer l'expression des courants électriques qui prennent naissance sur le patch et qui sont rappelés pour mémoire :

$$\vec{J}(x, y) = j \frac{\pi}{\omega \mu a} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \vec{t} \quad \text{II-35}$$

II.7.2. Calcul de courant magnétique théorème d'équivalence ($\epsilon_r \neq 1$)

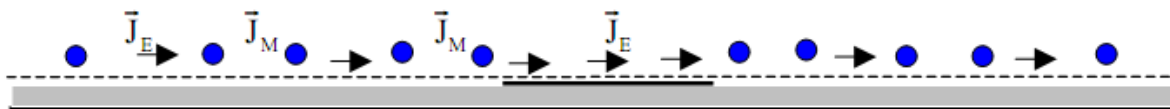
L'application du théorème d'équivalence se fait en respectant les étapes suivantes :

Etape 1 : définition de la surface de HUYGENS



La surface de HUYGENS est constituée par un plan théoriquement infini, situé juste au-dessus du patch et du diélectrique.

Etape 2 : définition des courants équivalents



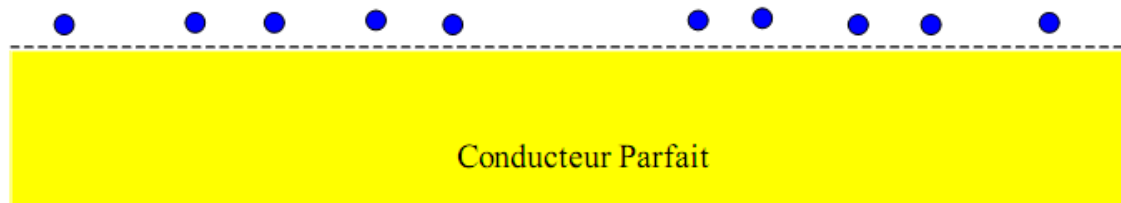
Les courants électriques et magnétiques équivalents sont définis à partir des champs présents sur la surface de HUYGENS par les relations :

$$\vec{J}_E = \vec{n} \wedge \vec{H} \quad \vec{J}_M = -\vec{n} \wedge \vec{E} \quad \text{II-36}$$

Sur le patch, le champ électrique tangentiel étant nul, il n'existe que des courants électriques équivalents.

D'après le théorème d'équivalence, le rayonnement de ces courants équivalents conduit à un champ électromagnétique inchangé au-dessus de la surface de HUYGENS, et à un champ électromagnétique nul en dessous de cette surface.

Etape 3 : On remplit la région où le champ est nul par un conducteur électrique parfait



Puisque le champ électromagnétique est nul dans le demi espace inférieur, on peut, à condition de prendre en compte les modifications que cela implique, remplir cet espace par un matériau parfaitement conducteur.

Etape 4 : On applique le théorème des images par rapport à la surface de HUYGENS.

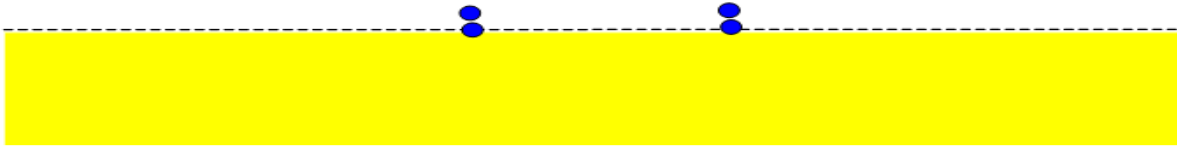
Chaque courant électrique tangentiel au-dessus de la surface a une image opposée en dessous : on en déduit qu'à la limite, les deux courants s'annulent lorsqu'ils sont tous les deux au niveau de la surface. Par conséquent, le rayonnement des courants électriques est nul.

Chaque courant magnétique tangentiel au-dessus de la surface a une image de même sens en dessous : on en déduit qu'à la limite, les deux courants s'ajoutent lorsqu'ils sont tous les deux au niveau de la surface. Par conséquent, le rayonnement des courants magnétique est doublé par la présence du matériau parfaitement conducteur.



Etape 5 : Simplification

Les courants magnétiques équivalents n'ont une valeur significative qu'au voisinage immédiat du patch : on montre que leur décroissance est exponentielle au fur et à mesure que l'on s'éloigne de bord. On peut donc considérer avec une bonne approximation que le champ rayonné par l'antenne peut être déduit des courants magnétiques localisés autour du patch :



Moyennant quelques approximations, l'évaluation des courants magnétiques équivalents peut se faire de la manière suivante (Figure II-9) : sur les côtés du patch (la figure représente un côté du patch parallèle à oy) c'est-à-dire AD ou BC, on définit un parcours (C) = MNOPM

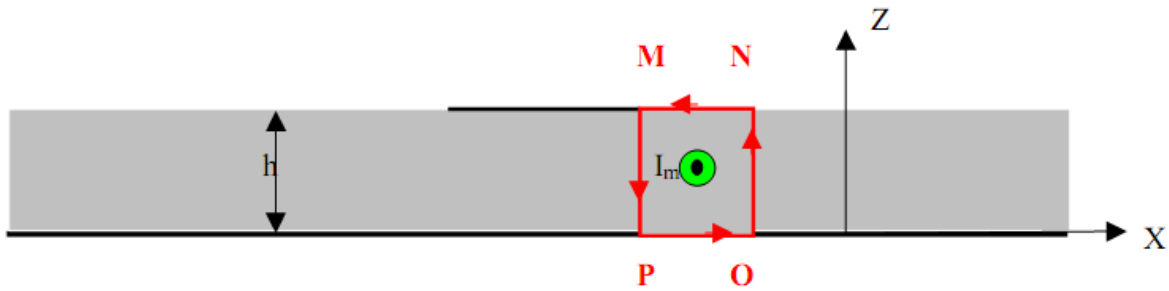


Figure II-9 : Coupe dans un plan xOz

La relation d'Ampère sur un contour fermé (C) = MNOPM s'écrit en termes de courants électriques :

$$\oint_{MNOPM} \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_e \quad \text{II-37}$$

Généralisée aux courants magnétiques, elle devient :

$$\oint_{MNOPM} \vec{E} \cdot d\vec{l} = I_m \quad \text{II-38}$$

La circulation du vecteur champ électrique peut se décomposer :

$$\oint_{MNOPM} \vec{E} \cdot d\vec{l} = \int_{MN} E_x^e dx + \int_{NO} E_z^e dz + \int_{op} E_x^e dx + \int_{PM} E_z^i dz = I_m \quad \text{II-39}$$

(1)
(2)
(3)
(4)

Où les indices i et e désignent respectivement les champs intérieurs et extérieurs à la cavité.

Si on suppose le champ électrique confiné dans la cavité, les intégrales (1), (2), (3), sont nulles, et il reste : $\oint_{MNOPM} \vec{E} \cdot d\vec{l} = \int_{PM} E_z^i dz$

D'où l'écriture vectorielle de la densité linéique de courant magnétique qui entoure le patch, sur la portion AD ou BC :

$$\vec{J}_m = -E_z^i \vec{j} \quad \text{II-40}$$

On peut représenter une ligne de densité courant magnétique qui entoure le patch
(Figure II-10).

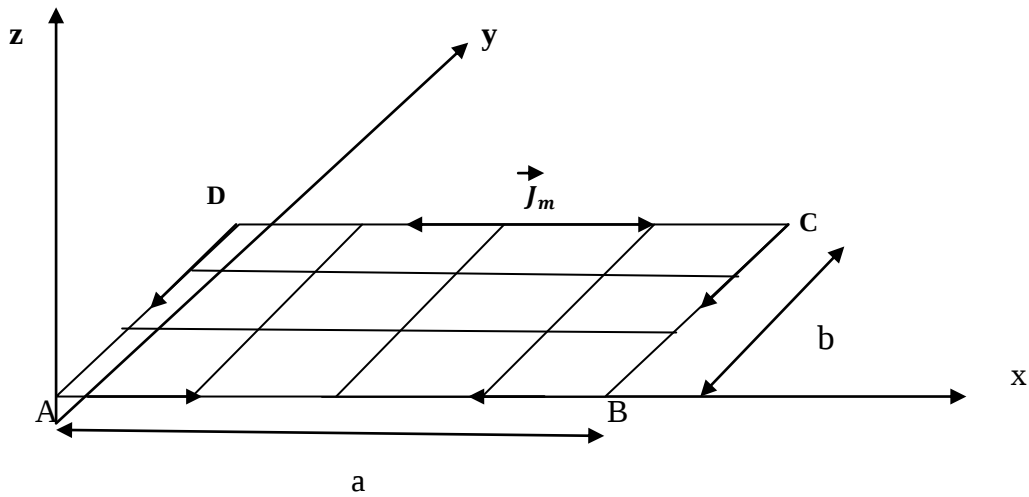


Figure II-10 : courant magnétique équivalents qui entoure le patch rectangulaire

En posant $AB = DC = a$ et $AD = BC = b$, les courants magnétiques $\vec{J}_m$ sont déduits du champ interne E_z et s'expriment de la manière suivante, sur le mode fondamental :

$$\text{- Sur la portion AB : } \vec{J}_m = E_0 \cdot \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \vec{i} \quad \text{II-41}$$

$$\text{- Sur la portion BC : } \vec{J}_m = -E_0 \vec{j} \quad \text{II-42}$$

$$\text{- Sur la portion DC : } \vec{J}_m = -E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \vec{i} \quad \text{II-43}$$

$$\text{- Sur la portion AD : } \vec{J}_m = -E_0 \vec{j} \quad \text{II-44}$$

II.8.LE CHAMP RAYONNE

De cette répartition de courant, on peut déduire le champ lointain rayonné par l'antenne. Il existe plusieurs manières de faire un calcul analytique du champ rayonné. Nous allons en présenter deux, une très simple, mais valide uniquement lorsque la permittivité relative du diélectrique est égale à 1 (le diélectrique est assimilé à l'air), une autre peu plus complexe, mais applicable avec n'importe quelle permittivité relative.

II.8.1. CALCUL DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE ($\epsilon_r = 1$)

Si les courants rayonnent dans l'espace libre, on peut obtenir le champ rayonné par application de l'intégrale de rayonnement. Le plan de masse sera pris en compte en appliquant le théorème des images.

Dans un premier temps, nous calculons le champ lointain rayonné en espace libre au point M repéré par ses coordonnées sphériques (r, θ, φ) (figure II-45)

$$\vec{E}(M) = \frac{jk}{4\pi} \eta \Psi(r) \iint_S \{(\vec{J}(x, y) \wedge \vec{u}_r) \wedge \vec{u}_r\} e^{j\vec{k} \cdot \vec{op}} ds \quad \text{II-45}$$

Où - s représente la surface du patch sur laquelle on trouve les courants.

- $\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi \text{ } (\Omega)$ est l'impédance d'onde du vide
- $k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 = \omega^2 / c^2$
- $\Psi(r) = e^{-jkr} / r$
- $\vec{u}_r$ est un vecteur unitaire dans la direction de propagation.
- $\vec{k} = k \vec{u}_r$ est le vecteur d'onde. Et $\vec{u}_r = \sin \theta \cos \varphi \vec{i} + \sin \theta \sin \varphi \vec{j} + \cos \theta \vec{k}$

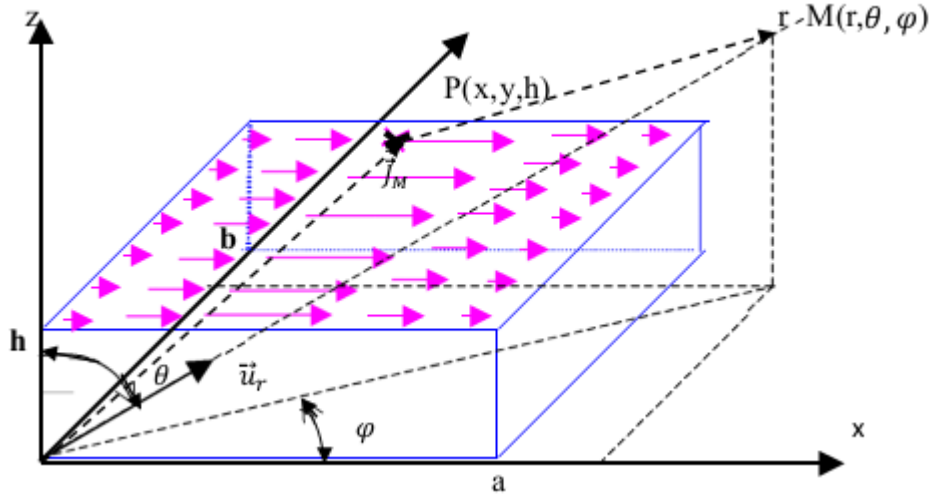


Figure II-11 : Représentation du référentiel et des coordonnées pour le calcul du champ lointain rayonné par les courants.

En substituant les courants (II-34) dans l'intégrale (II.35), et en regroupant les termes constants sous une constante C_1 , on obtient :

$$\vec{E}(M) = C_1 \iint_{(s)} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \{(\vec{i} \wedge \vec{u}_r) \wedge \vec{u}_r\} e^{j\vec{k} \cdot \vec{op}} ds \quad \text{II-46}$$

$$\text{Et } C_1 = - \frac{k}{4a\omega\mu} \eta \psi(r)$$

Le vecteur de polarisation de l'onde rayonnée est donné par le double produit vectoriel :

$$(\vec{i} \wedge \vec{u}_r) = \begin{vmatrix} \vec{u}_r & \vec{u}_\theta & \vec{u}_\phi \\ \sin \theta \cos \varphi & \cos \theta \cos \varphi & -\sin \varphi \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix} = 0 \vec{u}_r - \sin \varphi \vec{u}_\theta - \cos \theta \cos \varphi \vec{u}_\phi$$

$$(\vec{i} \wedge \vec{u}_r) \wedge \vec{u}_r = \begin{vmatrix} \vec{u}_r & \vec{u}_\theta & \vec{u}_\phi \\ 0 & -\sin \varphi & -\cos \theta \cos \varphi \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix} = 0 \vec{u}_r - \cos \theta \cos \varphi \vec{u}_\theta + \sin \varphi \vec{u}_\phi \quad \text{II-47}$$

P : est un point courant de la surface, de coordonnées (x, y, h), où est situé le courant. Le produit scalaire de (II-36) s'évalue de la manière suivante :

$$\vec{OP} = x \vec{i} + y \vec{j} + h \vec{k}$$

$$\vec{k} = k \vec{U}_r = k \sin \theta \cos \varphi \vec{i} + k \sin \theta \sin \varphi \vec{j} + k \cos \theta \vec{k}$$

$$\vec{k} \cdot \vec{OP} = k(x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \theta \sin \varphi + h \cos \theta) \quad \text{II-48}$$

En utilisant ces deux derniers résultats, l'intégrale (II-46) s'écrit :

$$\vec{E}(M) = C_1 e^{jkh \cos \theta} \int_0^b e^{jky \sin \theta \sin \varphi} dy \int_0^a \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) e^{jkx \sin \theta \cos \varphi} dx (-\cos \theta \cos \varphi \vec{u}_\theta + \sin \varphi \vec{u}_\varphi) \quad \text{II-49}$$

Afin d'alléger l'écriture, on peut poser :

$$v = k \sin \theta \sin \varphi \quad \text{II-50}$$

$$w = k \sin \theta \cos \varphi \quad \text{II-51}$$

Les intégrales présentes dans (II-49) deviennent alors :

$$\int_0^b e^{jvy} dy = \frac{e^{jvy}}{jv} \Big|_{y=0}^{y=b} = \frac{e^{jvb}-1}{jv} \quad \text{Pour } v \text{ différent de } 0 \quad \text{II-52}$$

$$\int_0^b e^{jvy} dy = b \quad \text{Pour } v = 0 \quad \text{II-53}$$

$$\int_0^a e^{jwx} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) dx = \frac{\frac{\pi}{a}}{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - w^2} (e^{jwa} + 1) = \frac{2\pi}{a} \frac{\cos \omega \frac{a}{2}}{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - \omega^2} \quad \text{II-54}$$

Pour w différent de $k = \frac{\pi}{a}$

$$\int_0^a e^{jwx} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) dx = j \frac{a}{2} \quad \text{Pour } w = k = \frac{\pi}{a} \quad \text{II-55}$$

D'où l'écriture globale du champ rayonné en espace libre par les courants présents sur le patch :

$$\vec{E}(M) = C_1 e^{jkh \cos \theta} \frac{e^{jvb}-1}{jv} \frac{\frac{\pi}{a}(e^{jwa}+1)}{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - w^2} (-\cos \theta \cos \varphi \vec{u}_\theta + \sin \varphi \vec{u}_\varphi) \quad \text{II-56}$$

Cette écriture peut encore se simplifier, en rappelant que $k = 2\pi/\lambda$ et que sur le mode fondamental, et pour un diélectrique tel que $\epsilon_r = 1$, la dimension de l'antenne a est égale à $\lambda/2$. On en déduit que dans ce cas particulier, $k = \pi/a$.

Nous devons maintenant prendre en compte l'influence du plan de masse en considérant le rayonnement des courants images qui sont opposées au courants du patch, et situés à la cote-h, d'où leur expression déduite de (II-56) :

$$\vec{E}(M)_{image} = -C_1 e^{-jkh \cos \theta} \frac{e^{jvb}-1}{jv} \frac{k(e^{jwa}+1)}{k^2-w^2} (-\cos \theta \cos \varphi \vec{u}_\theta + \sin \varphi \vec{u}_\varphi) \quad \text{II-57}$$

En sommant (II-56) et (II-57), on obtient le champ total rayonné sur l'antenne et son plan de masse :

$$\vec{E}(M)_{TOTAL} = C_1 2j \sin(kh \cos \theta) \frac{e^{jvb}-1}{jv} \frac{k(e^{jwa}+1)}{k^2-w^2} (-\cos \theta \cos \varphi \vec{u}_\theta + \sin \varphi \vec{u}_\varphi) \quad \text{II-58}$$

II.8.2.CALCUL DU CHAMP ELM RAYONNE DANS LA ZONE EN CHAMP LOINTAIN ($\epsilon_r \neq 1$)

Le calcul du champ rayonné va s'effectuer à l'aide de l'intégrale de rayonnement généralisée au courant magnétique :

$$\vec{E}(M) = -\frac{jk}{4\pi} \Psi(r) \int_I \{\vec{J}_m \wedge \vec{u}_r\} e^{j\vec{k} \cdot \vec{OP}} dl = C \int_I \{\vec{J}_M \wedge \vec{u}_r\} e^{j\vec{k} \cdot \vec{OP}} dl \quad \text{II-59}$$

Dans la suite du calcul, nous poserons la constante $C = -jk \Psi(r)/4\pi$.

Nous posons également dans un souci de simplification d'écriture :

$$w = k \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi \quad \text{et} \quad v = k \cdot \sin \theta \cdot \sin \varphi \quad \text{II-60}$$

D'où l'expression déjà rencontrée de l'exponentielle présente dans (II-59) :

$$e^{j\vec{k} \cdot \vec{OP}} = e^{j(w_x + v_y)} \quad \text{II-61}$$

Le calcul du champ total rayonné s'obtient en évaluant les contributions de chaque ligne de courant magnétique équivalent.

II.8.2.1. Champ lointain rayonné par les courants magnétiques sur la portion AD

$$\vec{E}_{AD}(M) = -E_0 C \int_{y=0}^{y=b} (\vec{J} \wedge \vec{u}_r) e^{j(\vec{k} \cdot \vec{OP})} dy \quad \text{II-62}$$

Soit, en tenant compte du fait que $x = 0$ entre A et D

$$\vec{E}_{AD}(M) = -E_0 C \int_{y=0}^{y=b} e^{jvy} dy (\cos \varphi \vec{u}_\theta - \cos \theta \sin \varphi \vec{u}_\varphi) \quad \text{II-63}$$

$$\vec{E}_{AD}(M) = -E_0 C \frac{e^{jvb}-1}{jv} (\cos \varphi \vec{u}_\theta - \cos \theta \sin \varphi \vec{u}_\varphi) \quad \text{II-64}$$

$$\vec{E}_{AD}(M) = -b E_0 C e^{\frac{jvb}{2}} \frac{\sin \frac{vb}{2}}{\frac{vb}{2}} (\cos \varphi \vec{u}_\theta - \cos \theta \sin \varphi \vec{u}_\varphi) \quad \text{II-65}$$

II.8.2.2. Champ lointain rayonné par les courants magnétiques sur la portion BC

Par rapport au cas précédent, les courants sont de même sens. Puisque le point P se déplace sur la droite $x = a$, on a :

$$e^{j\vec{k} \cdot \vec{OP}} = e^{j(wa + vb_y)} \quad \text{II-66}$$

et donc :

$$\vec{E}_{BC}(M) = -b E_0 C e^{jwa} e^{\frac{jvb}{2}} \frac{\sin \frac{vb}{2}}{\frac{vb}{2}} (\cos \varphi \vec{u}_\theta - \cos \theta \sin \varphi \vec{u}_\varphi) \quad \text{II-67}$$

II.8.2.3. Champ lointain rayonné par les portions AD et BC

Il s'obtient en sommant les contributions de AD (II-65) et BC (II-67) :

$$\vec{E}_{AD,BC}(M) = -b E_0 C (1 + e^{jwa}) e^{\frac{jvb}{2}} \frac{\sin \frac{vb}{2}}{\frac{vb}{2}} (\cos \varphi \vec{u}_\theta - \cos \theta \sin \varphi \vec{u}_\varphi) \quad \text{II-68}$$

$$\vec{E}_{AD,BC}(M) = -2b E_0 C e^{\frac{j(wa + vb)}{2}} \cos\left(\frac{wa}{2}\right) \frac{\sin \frac{vb}{2}}{\frac{vb}{2}} (\cos \varphi \vec{u}_\theta - \cos \theta \sin \varphi \vec{u}_\varphi) \quad \text{II-69}$$

II.8.2.4. Champ lointain rayonné par la portion AB

Sur la portion AB, le courant est donné par l'expression (II-46). D'après l'intégrale de rayonnement généralisée au courant magnétique (II-38), le champ lointain s'obtient en calculant :

$$\vec{E}_{AB}(M) = C \int_{x=0}^{x=a} E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) (\vec{l} \wedge \vec{u}_r) e^{j(\vec{k} \cdot \vec{OP})} dx \quad \text{II-70}$$

Puisque $y = 0$ sur cette portion, on obtient après développement du produit vectoriel :

$$\vec{E}_{AB}(M) = -C E_0 \int_{x=0}^{x=a} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{jwx} dx (\sin \varphi \vec{u}_\theta + \cos \theta \cos \varphi \vec{u}_\varphi) \quad \text{II-71}$$

$$\vec{E}_{AB}(M) = -C E_0 w e^{\frac{jwa}{2}} \frac{\cos \frac{wa}{2}}{w^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} (\sin \varphi \vec{u}_\theta + \cos \theta \cos \varphi \vec{u}_\varphi) \quad \text{II-72}$$

II.8.2.5. Champ lointain rayonné par la portion DC

Il se déduit du champ lointain rayonné par la portion AB, en notant que le sens des courants est inversé, et que l'intégrale se calcule sur une portion de droite telle que $y = b$:

$$\vec{E}_{DC}(M) = CE_0 e^{jvb} j w e^{\frac{jwa}{2}} \frac{\cos\frac{wa}{2}}{w^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} (\sin\varphi \vec{u}_\theta + \cos\theta \cos\varphi \vec{u}_\varphi) \quad \text{II-73}$$

II.8.2.6. Champ lointain rayonné par les portions AB et DC

Il s'obtient en sommant les contributions de AD (II-72) et (III-73) :

$$\vec{E}_{AB,DC}(M) = CE_0 (e^{jvb} - 1) j w e^{\frac{jwa}{2}} \frac{\cos\frac{wa}{2}}{w^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} (\sin\varphi \vec{u}_\theta + \cos\theta \cos\varphi \vec{u}_\varphi) \quad \text{II-74}$$

$$\vec{E}_{AB,DC}(M) = -2CE_0 \sin\frac{vb}{2} w e^{\frac{j(wa+bb)}{2}} \frac{\cos\frac{wa}{2}}{w^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} (\sin\varphi \vec{u}_\theta + \cos\theta \cos\varphi \vec{u}_\varphi) \quad \text{II-75}$$

Enfin, le champ total rayonné s'obtient en sommant toutes les contributions, soit les relations (II-69) et (II-75). En omettant les termes constants qui sont normalisés dans le diagramme de rayonnement, on obtient :

$$\begin{aligned} \vec{E}(M) = & \left\{ b \cos\left(\frac{wa}{2}\right) \frac{\sin\left(\frac{vb}{2}\right)}{\frac{vb}{2}} \cos\varphi + w \sin\left(\frac{vb}{2}\right) \frac{\cos\left(\frac{wa}{2}\right)}{w^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} \sin\varphi \right\} \vec{u}_\theta \\ & + \left\{ -b \cos\left(\frac{wa}{2}\right) \frac{\sin\left(\frac{vb}{2}\right)}{\frac{vb}{2}} \sin\varphi + w \sin\left(\frac{vb}{2}\right) \frac{\cos\left(\frac{wa}{2}\right)}{w^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} \cos\varphi \right\} \cos\theta \vec{u}_\varphi \end{aligned} \quad \text{II-76}$$

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'antenne imprimée et nous nous sommes intéressés à étudier le modèle de la cavité. Pour établir l'équation de la densité de courant électrique et magnétique ainsi que l'expression du champ électromagnétique rayonné dans la zone en champ lointain, en fonction de la densité de courant qui traverse l'antenne patch. La connaissance de champ électromagnétique va nous permettre de déduire toutes les caractéristiques de l'antenne patch. Dans le but de la miniaturiser, nous plaçons un conducteur magnétique parfait à l'endroit où le champ électromagnétique est nul. Nous obtenons alors l'antenne PIFA (Planar Inverted F Antenna) qui fera l'objet des chapitres suivants.

CHAPITRE III

ETUDE DE L'ANTENNE PIFA

III.1.Introduction

Pour répondre à la demande croissante d'antennes pour terminaux portables, de nombreux travaux ont été réalisés ces dernières années à partir de l'antenne quart d'onde court-circuitée plus communément appelée PIFA. Ces antennes ont pour principaux avantages, leur compacité, leur faible coût de fabrication et la flexibilité de leur structure.

Le mot PIFA signifie Planar Inverted F Antenna car l'antenne vue de côté a toujours la forme d'un F renversé. Une PIFA courante est composée d'un plateau rectangulaire de dimension $L_1 \times L_2$, d'un plan de masse et d'un plan de court-circuit qui relie le plateau et le plan de masse. La largeur du plan de court circuit W peut varier de L_1 à 0 (fil). Cette antenne étant à ce jour une des structures les plus utilisées pour l'intégration d'antennes très compactes.

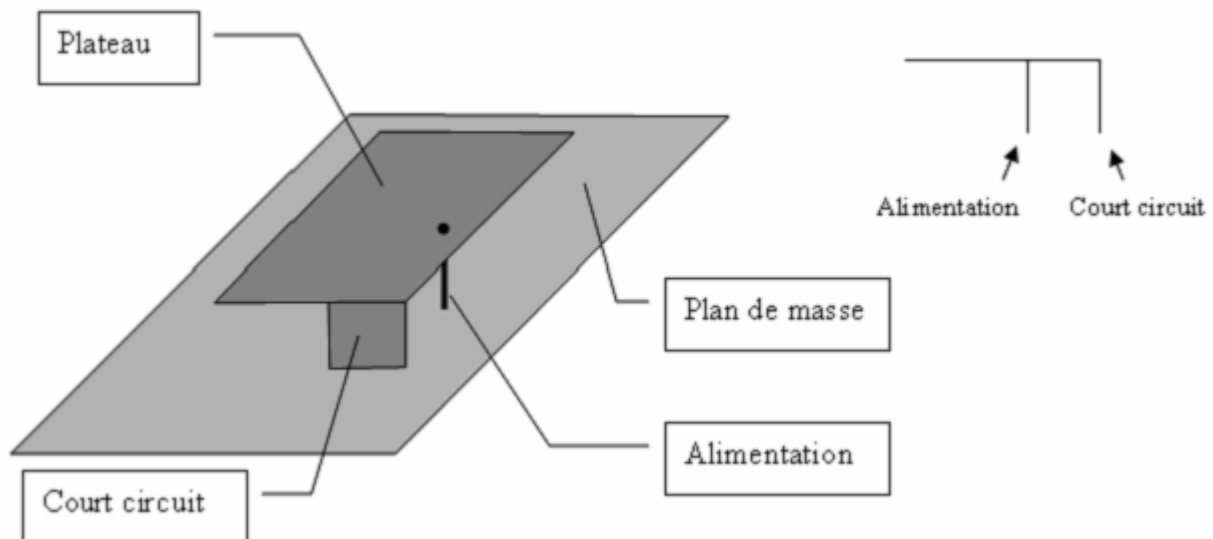


Figure III.1 : antenne PIFA

III.2.Model de la cavité pour l'antenne PIFA rectangulaire :

III.2.1.Introduction :

Pour la compréhension physique et simplifier l'analyse de la distribution du champ électromagnétique à l'intérieur de la PIFA, la configuration de la structure d'alimentation est négligée ici. La discontinuité électromagnétique d'alimentation aura un effet mineur sur la configuration du champ à l'intérieur du résonateur de la PIFA, mais les conditions aux limites sur les bords de la cavité doivent rester intactes.

Le modèle de la cavité de la PIFA comprend une description de la zone située entre le micro-ruban et le plan de masse, délimité par des murs électriques parfaits par le haut et le

bas, et magnétiques idéal le long des bords, chargée avec un matériau de permittivité diélectrique ϵ_r comme le montre la figure III.2

Les plaques supérieure et la partie inférieure (plan de masse) de la cavité et la plaque du court-circuit vertical sont supposés être des conducteurs électriques parfaits (CEP). Tous les autres murs verticaux sont des conducteurs magnétiques parfaits (CMP). La surface du plan de masse est supposée être infinie. En réalité, le plan de masse est toujours finie, d'où un modèle plus précis devrait prendre en compte les effets de plan de masse fini. Ces modèles existent et produisent de bons résultats, le bon exemple en est la théorie géométrique de la diffraction (GTD), cependant, le modèle de la cavité donne de bons résultats pour les grandes tailles de plan de masse (ce qui est souvent le cas des éléments de réseaux d'antennes) et donne une explication physique adéquate d'un mécanisme de rayonnement micro ruban.

Une fois que les champs électriques et magnétiques à l'intérieur de la cavité sont connus, les champs rayonnés de la PIFA se trouvent facilement en remplaçant les murs magnétiques avec des sources rayonnantes équivalentes, en utilisant la théorie du potentiel vecteur et les Equations de Maxwell.

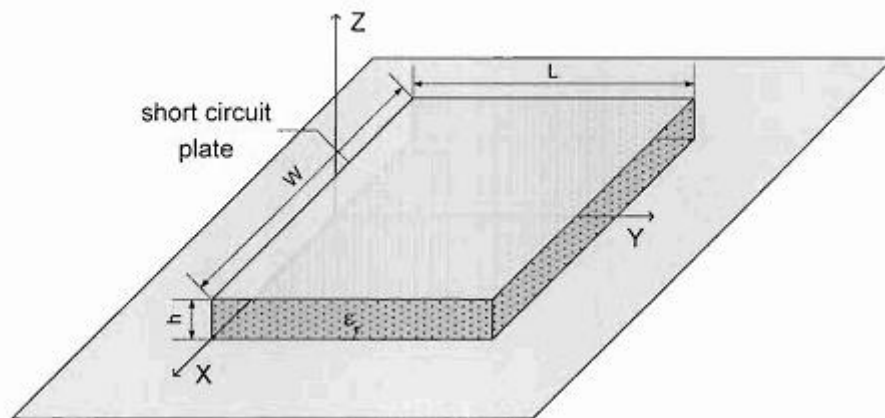


Figure III.2: modèle de cavité de l'antenne PIFA avec un plan de masse fini

Après avoir trouvé les champs dans la zone au champ lointains de la PIFA, de nombreuses caractéristiques importantes de l'antenne peuvent être facilement déterminées, comme la puissance rayonnée, la directivité, facteur Q, la bande passante, l'impédance d'entrée, etc.

III.2 .2.DISTRUBUTION DE CHAMP DANS LA PIFA (modes - TM_{mn})

Vu que la hauteur du microruban est généralement très faible ($h \ll \lambda$ ou λ est la longueur d'onde à l'intérieur du diélectrique), les champs le long de la hauteur de la PIFA sont considérés constants. Par ailleurs, les champs autour des bords de la PIFA sont également faibles en raison du substrat mince. Donc, les champs électriques sont

considérés comme normaux à la surface du patch de la PIFA. Par conséquent, seule la configuration du mode TM_{mn} (modes transverse magnétique) doit être prise en compte dans le modèle.

La cavité est considérée sans pertes, source propre, homogène, isotrope, linéaire, dans laquelle le champ électrique satisfait la condition suivante :

$$\vec{\Delta} \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad \text{III.1}$$

Où $\vec{E}$ est le vecteur champ électrique, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ la constante d'onde. L'équation (II.1) est appelée équation homogène d'Helmholtz.

Le résonateur de la cavité est défini de telle sorte que sa longueur de résonance se trouve dans la direction de $\vec{y}$. La propagation des ondes dans la cavité est principalement dirigée vers $\vec{y}$. Les conditions aux limites pour les murs électriques produisent le champ électrique dans la direction $\vec{z}$. En conséquence, les modes dominants excités dans la cavité de la PIFA sont les modes TM_{mn} .

Ainsi, en négligeant l'effet de bord, et le champ électrique ne dépend que de $\vec{y}$, l'équation (III.1) se réduit à :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_z}{\partial y^2} + k^2 \vec{E}_z = 0 \quad \text{III.2}$$

Et admet comme solution générale :

$$\vec{E}_z = (E_1 e^{-jk_y y'} + E_2 e^{jk_y y'}) \vec{k} \quad \text{III.3}$$

Ici la coordonnée apprêtée dénote un point de source

Le courant électrique doit être égal à zéro sur l'extrémité ouvert de la cavité $y' = L$. A partir du théorème d'Ampère :

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_S \vec{J} \cdot d\vec{s} \quad \text{III.4}$$

Les champs magnétiques à $y' = L$ devraient également être nuls :

$$\vec{H}_{y'=L} = 0 \quad \text{III.5}$$

À partir de l'équation de Maxwell-Faraday nous avons :

$$\vec{\text{rot}} \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad \text{III.6}$$

Le rotationnel de E est donné par, puisque E est réduit à sa seule composante E_z :

$$\vec{\text{rot}} \vec{E} = \vec{\text{rot}} E_z = \frac{\partial E_z}{\partial y} \vec{i} \quad \text{III.7}$$

Lors de l'insertion, la condition limite (II.5) dans (II.6), nous obtenons :

$$\left(\frac{\partial E_z}{\partial y} \right)_{y'=L} = 0 \quad \text{III.8}$$

Et évidemment, le champ électrique n'est pas nul à $y' = L$.

Selon la condition limite sur le mur électrique, le champ électrique tangentiel doit être nul au court circuit, par conséquent, la condition aux limites à $y' = 0$:

$$(E_z)_{y'=0} = 0 \quad \text{III.9}$$

Lors de l'insertion de la condition aux limites (III.9) dans (III.3), nous obtenons :

$$\vec{E}(y' = 0) = E_1 \vec{k} + E_2 \vec{k} = 0 \implies E_1 = -E_2 = E_0 \quad \text{III.10}$$

Maintenant, la solution de l'équation générale peut être réécrite comme suit :

$$\vec{E} = E_0 e^{-jk_y y'} \vec{k} - E_0 e^{jk_y y'} \vec{k} = -2jE_0 \sin k_y y' \vec{k} \quad \text{III.11}$$

En prenant la dérivée partielle de (III.11) par rapport à y' et l'insertion de la condition aux limites de (III.8), on obtient :

$$\frac{\partial E_z}{\partial y'} = -2jk_y E_0 \cos k_y y' \Big|_{y'=L} = -j2k_y E_0 \cos k_y L = 0 \quad \text{III.12}$$

La solution générale de cette équation est un nombre infini de modes de résonance :

$$k_y L = \pm \frac{\pi}{2} (2l + 1) \quad \text{III.13}$$

Où k_y : est le nombre d'onde le long de y correspondant à chaque mode.

Le mode d'ordre le plus bas est désigné sous le mode dominant (fondamental) de la cavité. Dans le cas de l'antenne PIFA, le mode dominant est le mode TM_{01} . En outre la longueur de résonance de l'antenne, pour la plus petite taille de l'antenne, c'est à dire en choisissant $l = 0$, on obtient :

$$L = \frac{\pi}{2k_y} = \frac{\lambda}{4} \quad \text{III.14}$$

Ayant défini toutes les propriétés et les caractéristiques de la cavité de la PIFA, l'équation (III.11) peut être utilisée maintenant comme une approximation du champ électrique à l'intérieur de la cavité.

Différents modes de la PIFA rectangulaire sont représentés dans la figure III.3

De même, l'expression du champ magnétique à l'intérieur de la cavité peut être trouvée à partir de l'équation de Maxwell suivante :

$$\begin{aligned} \vec{\text{rot}} \vec{E} &= -j\omega\mu\vec{H} \\ \implies \vec{H} &= -\frac{1}{j\omega\mu} \vec{\text{rot}} \vec{E} \end{aligned} \quad \text{III.15}$$

On obtient le rotationnel de $\vec{E}$ (III.11) est égal à:

$$\vec{\text{rot}} \vec{E} = \left(\frac{\partial E_z}{\partial y'} \right) = -j2E_0 k_y \cos k_y y' \vec{i} \quad \text{III.16}$$

Et lors de l'insertion (III.16) dans (III.15), nous obtenons finalement le champ magnétique :

$$\vec{H} = -\frac{k}{\omega\mu} 2E_0 \cos k_y y' \vec{i} = -\frac{1}{\eta} 2E_0 \cos k_y y' \vec{i} \quad \text{III.17}$$

Où $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}$, l'impédance d'onde du vide et $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$

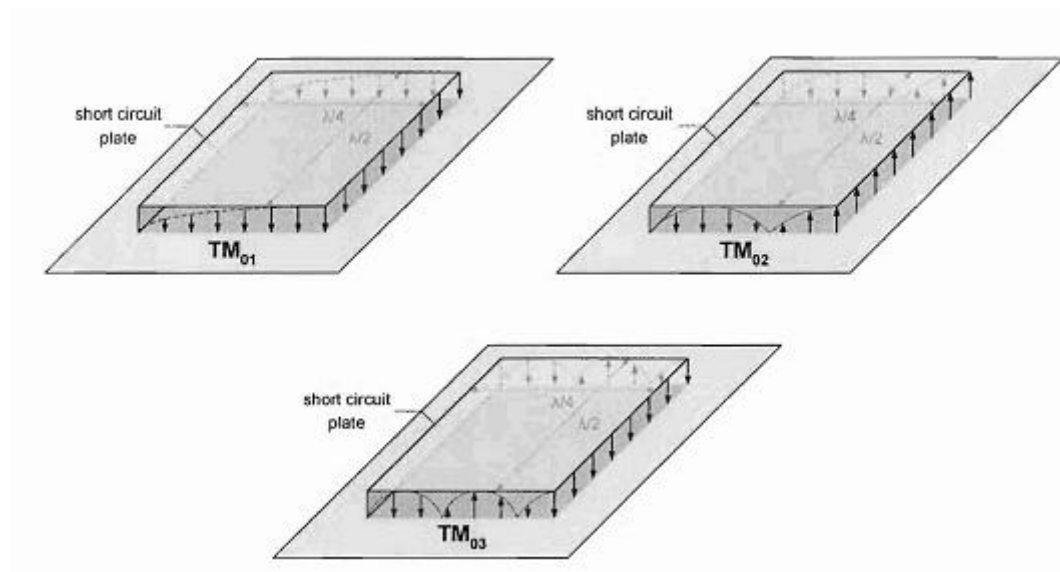


Figure III.3 : représentation de quelques modes du champ électrique dans la PIFA rectangulaire

Il ressort de l'équation (III.17) que la composante tangentielle du champ magnétique est égale à zéro au niveau des extrémités ouvertes de la cavité. Cependant, afin que l'énergie électromagnétique soit rayonnée, la densité surfacique de puissance (vecteur de Poynting) de l'onde électromagnétique excitée dans la cavité $\vec{P} = \vec{E} \wedge \vec{H}^*$ doit avoir une valeur différente de zéro. Le modèle doit être affiné pour tenir compte de ça.

En particulier, les murs magnétiques seront remplacées par les sources magnétiques équivalentes, sur les extrémités ouvertes de la PIFA, et leurs rayonnements seront obtenus en utilisant le potentiel vecteur qui lui-même découle des équations de Maxwell.

III.2.3. Courants magnétiques équivalents :

À partir de l'analyse qui précède, on peut conclure que l'antenne PIFA peut être modélisée comme une cavité microruban avec des murs électriques et magnétiques parfaits, chargée avec le matériau diélectrique. En réalité, les champs de la cavité ne s'arrêtent pas de façon abrupte au niveau des fentes ouvertes de la

cavité. Supposons que le Substrat de l'antenne présente des effets de bord qui sont tronqués sur les bords de la PIFA figure(III.4). Alors, les trois parois latérales ouvertes peuvent être représentées par trois fentes étroites à travers lesquelles tout le rayonnement de l'antenne se produit.

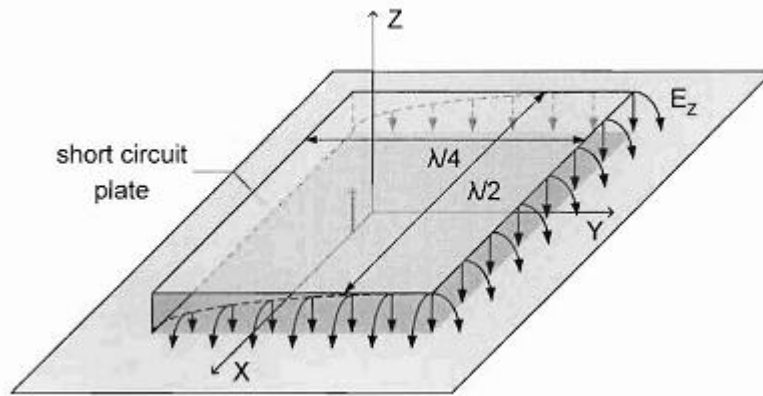


Figure III.4: Effet de bord du mode fondamental pour une PIFA rectangulaire

Après avoir considéré cela, le principe d'équivalence de Huygens peut être appliqué maintenant aux fentes rayonnantes de la cavité, en les remplaçant par les densités de courant électriques et magnétiques équivalentes suivantes :

$$\vec{J}_s = \vec{n} \wedge \vec{H}_a$$

$$\vec{M}_s = -\vec{n} \wedge \vec{E}_a$$

III.18

Ou $\vec{E}_a$ et $\vec{H}_a$ Sont respectivement le champ électrique et le champ magnétique des fentes.

Il a également été montré, que pour un patch microruban avec un très faible rapport hauteur-largeur, les champs magnétiques tangentiels au niveau des bords ouverts de la cavité sont très petits, presque nuls. Ainsi, l'équivalent des densités des courants électrique $\vec{J}_s$ correspondant va être très faible, et sera prise ici égale à zéro.

Par conséquent, la seule densité de courant non nulle est la densité de courant magnétique $\vec{M}_s$ qui est selon le raisonnement précédent, situé sur le périmètre des fentes ouvertes de la cavité de la PIFA .En utilisant la théorie de l'image, cette densité de courant rayonnant à proximité immédiate d'un plan de masse infini peut être trouvé en doublant la densité de courant magnétique équivalent à (III.18) :

$$\vec{M}_s = -2\vec{n} \wedge \vec{E}_a$$

III.19

Maintenant, la densité de courant magnétique équivalente et les champs à l'intérieur de la cavité sont représentés sur la figure (III.5).

En outre, en utilisant le principe d'équivalence, la densité du courant magnétique de chaque fente rayonne comme un dipôle magnétique de courant magnétique égal à (III.19). après le remplacement des champs électriques des fentes correspondantes dans des courants magnétiques équivalents donnés par (III.19) et en utilisant (III.11) (voir l'origine des coordonnées au centre du patch) nous avons :

$$\vec{M}_1 = -2\vec{j} \wedge E_{a1}(-\vec{k}) = 2E_{a1}\vec{i} \quad \text{III.20}$$

$$\vec{M}_2 = -2\vec{i} \wedge E_{a2}(-\vec{k}) = -2E_{a2}\vec{j} \quad \text{III.21}$$

$$\vec{M}_3 = -2\vec{i} \wedge E_{a3}(-\vec{k}) = -2E_{a3}\vec{j} \quad \text{III.22}$$

Nous arrivons finalement à l'expression du courant magnétique du mode fondamental de la PIFA :

$$\vec{M}_1 = 2E_0\vec{i} \quad -W/2 \leq x \leq W/2, y' = L/2, z = 0 \quad \text{III.23}$$

$$\vec{M}_2 = -2E_0 \sin(ky + \pi L/\lambda)\vec{j} \quad x = -W/2, -L/2 \leq y \leq L/2, z = 0 \quad \text{III.24}$$

$$\vec{M}_3 = 2E_0 \sin(ky + \pi L/\lambda)\vec{j} \quad x = W/2, -L/2 \leq y \leq L/2, z = 0 \quad \text{III.25}$$

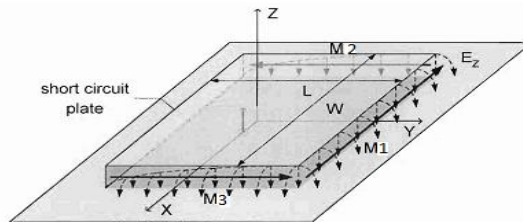


Figure III.5: Densités de courant magnétique équivalentes

La vue de dessus de la source magnétique équivalente correspondant au modèle de la cavité de la PIFA est représenté sur la figure III.6

Comme nous pouvons voir sur la figure III.5 et III.6, les courants magnétiques équivalents $\vec{M}_2$ et $\vec{M}_3$ ont une même amplitude mais on opposition de phase. Il s'agit d'une pratique courante dans la littérature de se référer à ces courants magnétiques des fentes non rayonnantes.

En effet, il s'agit d'une hypothèse valable pour une antenne patch rectangulaire, dans la qu'elle la structure du champ de la cavité correspondante est différente de la PIFA.

Le rayonnement des deux fentes latérales de l'antenne patch s'annule mutuellement dans le champ lointain dans les deux plans principaux de rayonnement. Même si ce n'est pas vrai pour les plans non principaux de rayonnement, il n'a pas eu d'impact majeur sur les caractéristiques de rayonnement du patch rectangulaire à l'exception de l'introduction d'une erreur systématique dans les calculs.

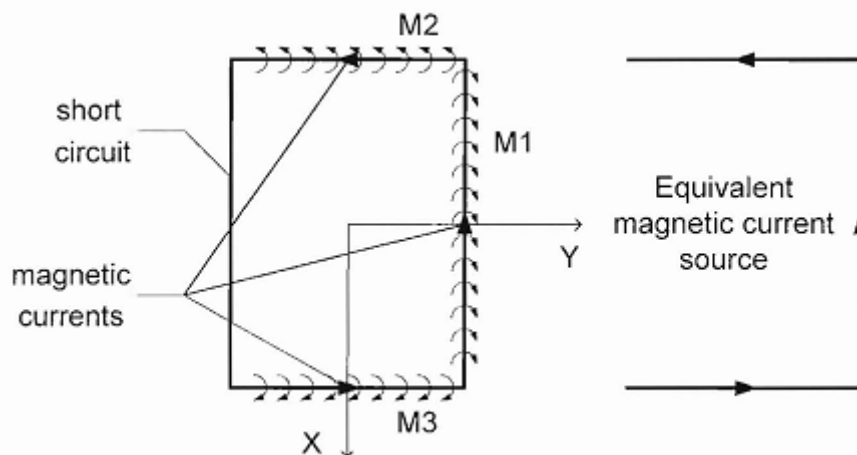


Figure III.6: source de courant magnétique équivalent de la PIFA rectangulaire

Toutefois, dans le cas de la PIFA, non seulement l'hypothèse ci-dessus introduit une erreur systématique dans les calculs, mais elle conduit aussi à un comportement erroné du motif de champ lointain pour l'antenne PIFA, en raison de la structure du champ de la cavité différente par rapport à l'antenne patch conventionnel. Comme il va ressortir clairement d'une analyse ultérieure, la contribution des fentes latérales de la PIFA pour le diagramme de rayonnement est significative comparée à la contribution de la fente transversale. Par conséquent, l'un des objectifs de cette analyse sera l'obtention des expressions plus précises des champs lointains de la PIFA et de la comparaison de l'impact sur les caractéristiques principales de la PIFA.

III.2.4. Champ électromagnétique rayonnée dans la zone en champ lointain par la PIFA

Dans cette section, les champs lointains de chacune des trois sources seront calculés en supposant que le modèle qui vient d'être décrit. Tout d'abord, la contribution du champ lointain de l'extrémité de la PIFA sera calculé en utilisant la théorie du potentiel vecteur électrique. D'autre part, la contribution de champ lointain de chacun des cotés de la PIFA sera déterminé en utilisant la même approche. Enfin, le champ lointain de la PIFA sera déterminé comme une combinaison des trois contributions.

III.2.4.1. Contribution de la fente transversale pour le champ lointain de PIFA

L'expression générale pour le vecteur électrique d'une densité de courant magnétique peut être écrite comme suit:

$$\vec{F} = \frac{\varepsilon}{4\pi} \iiint_V \vec{M}_v \frac{e^{-jkR}}{R} dv' \quad \text{III.26}$$

Où $\vec{M}_v$ est le volume de la densité magnétique de courant, $R = |r - r'|$ avec r : comme point d'observation, et r' : point de source.

Dans l'hypothèse d'une très faible hauteur de la cavité par rapport à la longueur d'onde, l'intégrale du volume sera réduite à une intégrale curviligne. En utilisant les approximations dites à grande distance.

$$\vec{F}_1 = \frac{\varepsilon}{4\pi} 2V \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \vec{i} \int_{-W/2}^{W/2} e^{jk_0 x \sin \theta \cos \varphi} dx = \frac{\varepsilon_0}{2\pi} V \frac{e^{-jk_0 r}}{r} W \left(\frac{\sin U_w}{U_w} \right) \vec{i} \quad \text{III.27}$$

$$\text{Ou } U_w = \frac{k_0 W}{2} \sin \theta \cos \varphi$$

En coordonnées sphériques, les composantes de $\vec{F}_1$ sont :

$$F_{1r} = \vec{F}_1 \cdot \vec{r} = F_{1x} \sin \theta \cos \varphi \quad \text{III.28}$$

$$F_{1\theta} = \vec{F}_1 \cdot \vec{\theta} = F_{1x} \cos \theta \cos \varphi \quad \text{III.29}$$

$$F_{1\varphi} = \vec{F}_1 \cdot \vec{\varphi} = -F_{1x} \sin \varphi \quad \text{III.30}$$

Ces potentiels vecteurs peuvent être utilisés pour trouver les champs lointains à partir des équations de Maxwell :

$$\vec{E} = -\frac{1}{\epsilon_0} \overrightarrow{rot} F \quad \text{III.31}$$

Enfin, en utilisant la définition de l'opérateur $\overrightarrow{rot}$ en coordonnées sphériques, les expressions du champ électrique lointain dû à la fente transversale de la PIFA deviennent:

$$E_{1\theta} = KW \frac{\sin U_w \sin \varphi}{\pi \sin \theta \cos \varphi} \quad \text{III.32}$$

$$E_{1\varphi} = KW \frac{\sin U_w \cos \theta}{\pi \sin \theta} \quad \text{III.33}$$

$$\text{Ou } K = \frac{\epsilon_0 V}{2\pi} \frac{e^{-jk_0 r}}{r}$$

En général, la hauteur des structures micro ruban est très faible devant la longueur d'onde dans le substrat. Par conséquent, le terme de la hauteur similaire $\sin(U_h)/U_h$ dans l'expression de champ lointain est proche de l'unité avec h approchant zéro. Donc peut être négligeable sans pertes de précision. En outre, comme on peut le voir à partir de ces expressions du champ lointain, le modèle de champ électrique de la fente transversale de la PIFA en lui-même est celui d'un simple dipôle magnétique, conduisant à la configuration de E comme dipôle.

III.2.4.2. La contribution de la fente latérale au champ lointain de la PIFA

Comme il a été mentionné précédemment, la contribution des fentes latérales de la PIFA au champ lointain est très importante et ne peut être négligée sans perte de précision.

L'expression du champ lointain d'un coté de la PIFA peut être obtenu de manière similaire en utilisant la théorie du potentiel électrique. De plus, dans l'hypothèse d'une très faible hauteur de la cavité, l'intégrale de volume se réduit à une intégrale curviligne. Ainsi, pour le champ lointain:

$$F_2 = \frac{\epsilon_0}{4\pi} 2V \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \int_{-L/2}^{L/2} \sin\left(k_0 y + \frac{\pi L}{\lambda}\right) e^{jk_0 y \sin \theta \sin \varphi} dy \vec{j} = \frac{\epsilon_0}{2\pi} V \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \quad \text{III.34}$$

$$X \left\{ \frac{e^{jk_0 y \sin \theta \sin \varphi}}{k_0^2 + jk_0 \sin \theta \sin \varphi} \left[(jk_0 \sin \theta \sin \varphi) \sin\left(k_0 y + \frac{\pi L}{\lambda}\right) + k_0 \cos\left(k_0 y + \frac{\pi L}{\lambda}\right) \right] \right\} \Big|_{-L/2}^{L/2} \vec{j}$$

Pour $L = \lambda/4$ (PIFA rectangulaire) peut être simplifié en :

$$F_2 = \frac{\varepsilon_0}{2\pi} V \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \left(\frac{1}{k_0^2 + jk_0 \sin \theta \sin \varphi^2} \right) X \left[jk_0 \sin \theta \sin \varphi e^{j \frac{k_0 L}{2} \sin \theta \sin \varphi} + k_0 e^{-j \frac{k_0 L}{2} \sin \theta \sin \varphi} \right] \vec{j} \quad \text{III.35}$$

De façon similaire, en coordonnées sphériques, les composantes du $\vec{F}_2$ seront comme suit :

$$F_{2r} = \vec{F}_2 \cdot \vec{r} = F_{2y} \sin \theta \sin \varphi \quad \text{III.36}$$

$$F_{2\theta} = \vec{F}_2 \cdot \vec{\theta} = F_{2y} \cos \theta \sin \varphi \quad \text{III.37}$$

$$F_{2\varphi} = \vec{F}_2 \cdot \vec{\varphi} = F_{2y} \cos \varphi \quad \text{III.38}$$

Enfin, ces potentiels vecteurs peuvent être utilisés de façon similaire pour trouver les champs lointains de chacun des cotés latéraux de la PIFA à partir de l'équation de Maxwell (II.31):

$$E_2 = E_3 = E_{2\cap 3\theta} = -K \frac{jk_0 \sin \theta \sin \varphi e^{jU_L} + k_0 e^{-jU_L} \cos \varphi}{k_0^2 + jk_0 \sin \theta \sin \varphi^2} \quad \text{III.39}$$

$$E_2 = E_3 = E_{2\cap 3\theta} = -K \frac{jk_0 \sin \theta \sin \varphi e^{jU_L} + k_0 e^{-jU_L} \cos \theta \sin \varphi}{k_0^2 + jk_0 \sin \theta \sin \varphi^2} \quad \text{III.40}$$

$$\text{Où } U_L = \frac{k_0 L}{2} \sin \theta \sin \varphi$$

Après avoir trouvé la contribution du champ lointain pour chacun des cotés de la cavité de la PIFA, il est maintenant possible de trouver la contribution de deux fentes combinées au champ lointain de la PIFA. Il peut être fait en utilisant le concept de facteur de réseau.

III.2.4.3. Contribution de fente latérale combinée au champ lointain de la PIFA en utilisant le concept de facteur de réseau

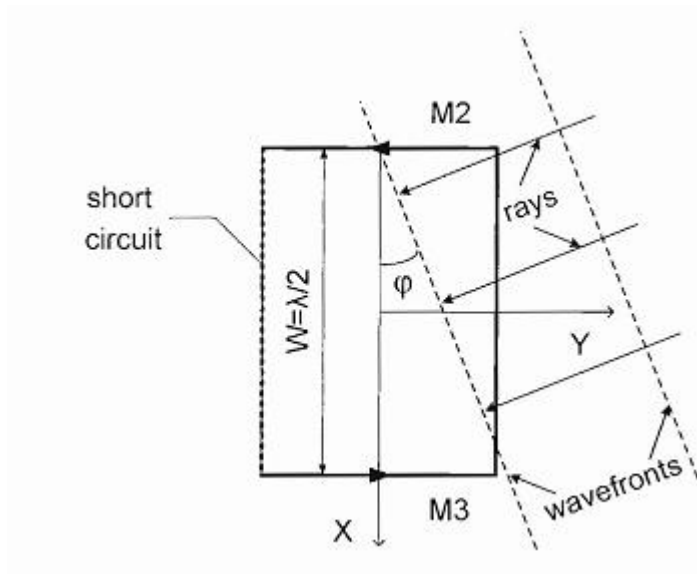


Figure III.7: agencement du réseau linéaire des courants magnétiques équivalents aux fentes latérales pour la PIFA rectangulaire

Le facteur de réseau correspondant au réseau linéaire est trouvé en remplaçant chaque source de courant magnétique par une antenne isotrope, en conservant sa localisation spatiale et d'excitation. Supposons deux sources ponctuelles alignées le long de l'axe x selon l'agencement des fentes latérales (figure III.7, Figure III.8). Elles sont séparées par une distance $W = \frac{\lambda}{2}$ dans le cas de l'antenne PIFA rectangulaire.

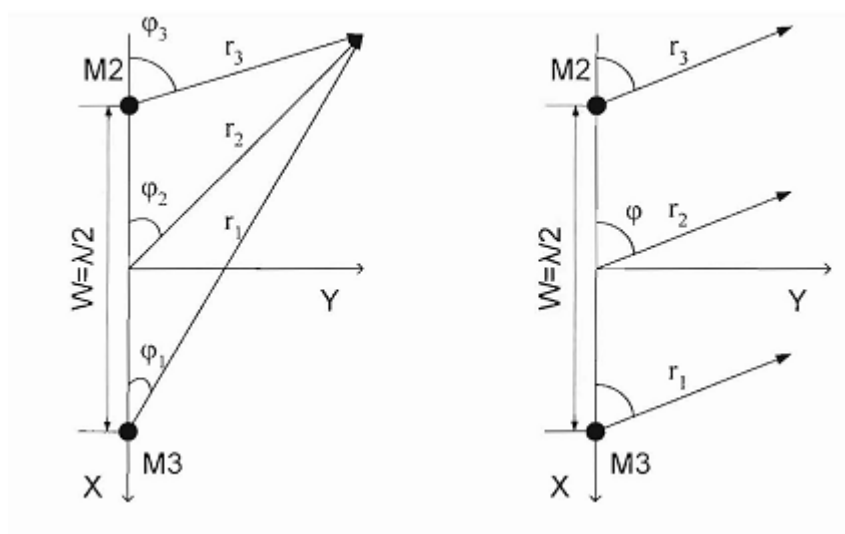


Figure III.8: deux sources ponctuelles isotropes avec amplitudes identiques espacés d'une demi-longueur d'onde à part: en champ proche (à gauche) et champ lointain (à droite) observation

Dans le champ lointain, à partir de la figure III.8, on a:

$$\varphi_1 \cong \varphi_2 \cong \varphi_3 \quad \text{III.41}$$

Le réseau reçoit une onde plane frontale à un angle φ . la direction de déplacement de l'onde est indiquée par les rayons perpendiculaires au front d'onde. Dans son agencement, la distance de chaque élément a un retard de phase $e^{j\gamma_i}$ correspondant. En supposant l'excitation d'amplitude égale, considéré comme l'unité, la contribution totale du champ loin de ces sources ponctuelles deviendra:

$$\vec{E} = I_1 e^{j\gamma_1} + I_3 e^{j\gamma_3} \quad \text{III.42}$$

$$\text{Ou } I_i = \frac{e^{-jk_0 r_i}}{r_i}$$

A partir de l'analyse des courants magnétiques équivalents et de la figure III.7 il est évident que les sources sont en opposition de phase avec l'autre. À cet effet, l'expression de la contribution de champ lointain total des deux sources ponctuelles magnétiques isotropes ayant des phases opposées devient:

$$\vec{E} = -I_1 e^{-jk_0 \frac{W}{2} \sin \theta \cos \varphi} + I_1 e^{jk_0 \frac{W}{2} \sin \theta \cos \varphi} \quad \text{III.43}$$

Enfin, à partir de la dernière équation, en utilisant l'identité d'Euler, l'expression du facteur de réseau de deux sources magnétiques ponctuelles isotropes avec amplitudes identiques et des phases opposées est donnée par:

$$FR = \vec{E} = -I_1 e^{-jk_0 \frac{W}{2} \sin \theta \cos \varphi} + I_1 e^{jk_0 \frac{W}{2} \sin \theta \cos \varphi} = \quad \text{III.44}$$

$$2j \sin(k_0 \frac{W}{2} \sin \theta \cos \varphi) = 2j \sin(U_w)$$

Le champ combiné de fentes latérales de la PIFA est donnée par:

$$\vec{E}_{tot} = \vec{E} \text{ [un élément placé en } x=0] \text{ XFR} \quad \text{III.45}$$

III.2.4.4. Champ total rayonné par la PIFA

Après avoir déterminé toutes les contributions nécessaires des champs lointains de la PIFA il est maintenant possible d'obtenir le champ rayonné total de l'antenne.

Du fonctionnement de la PIFA avec le mode basic rectangulaire TM_{01} , les champs lointains sont trouvés comme suit :

$$E_{\theta} = E_{1\theta} + E_{2\cup3\theta} = KW \frac{\sin U_w \sin \varphi}{\pi \sin \theta \cos \varphi} + E_{2\cap3\theta} \cdot 2j \sin(U_w) \quad \text{III.46}$$

$$E_{\varphi} = E_{1\varphi} + E_{2\cup3\varphi} = KW \frac{\sin U_w \cos \theta}{\pi \sin \theta} + E_{2\cap3\varphi} \cdot 2j \sin(U_w) \quad \text{III.47}$$

Où : $E_{2\cup3\theta}$ et $E_{2\cap3\varphi}$ sont donnés par (III.39) et (III.40) :

$$U_w = \frac{k_0 W}{2} \sin \theta \cos \varphi \quad \text{III.48}$$

$$U_L = \frac{k_0 L}{2} \sin \theta \sin \varphi \quad \text{III.49}$$

$$\text{Et : } K = \frac{\varepsilon_0 V}{2\pi} \frac{e^{-jk_0 r}}{r}, \text{ avec } V \text{ la tension du patch}$$

Les modèles du champ lointain selon les expressions ci-dessus sont fournis à la figure III.9 avec les données expérimentales pour la PIFA rectangulaire.

Comme on peut le voir sur la figure III.9, l'accord entre ce modèle théorique et les résultats de l'expérience est très bon,

Sauf en faibles angles d'élévation, où les effets de diffraction du plan de masse fini déforment légèrement le motif.

Dans le XZ (plan H) les extrémités de l'antenne PIFA illustrent le comportement du modèle du rayonnement habituel du dipôle magnétique avec une composante du champ E_{φ} étant égale à zéro sur le plan de masse. Egalement, E_{θ} la contribution du champ de l'extrémité du courant magnétique équivalent le long de l'axe x est identiquement nulle. Toutefois, pour le plan H, le champ rayonné des deux fentes latérales situées le long de l'axe y donne un haut niveau de rayonnement du champ E_{θ} à une valeur nulle dans la large direction latérale en

raison de l'effet d'annulation du déphasage des courants magnétiques dans le champ lointain. Comme on peut le voir facilement à partir du champ E_θ dans le plan H, l'effet de rayonnement de la fente latérale dans la PIFA du modèle du champ lointain est très significatif en donnant pratiquement la même contribution d'amplitude de champ électrique de la fente d'extrémité de l'antenne.

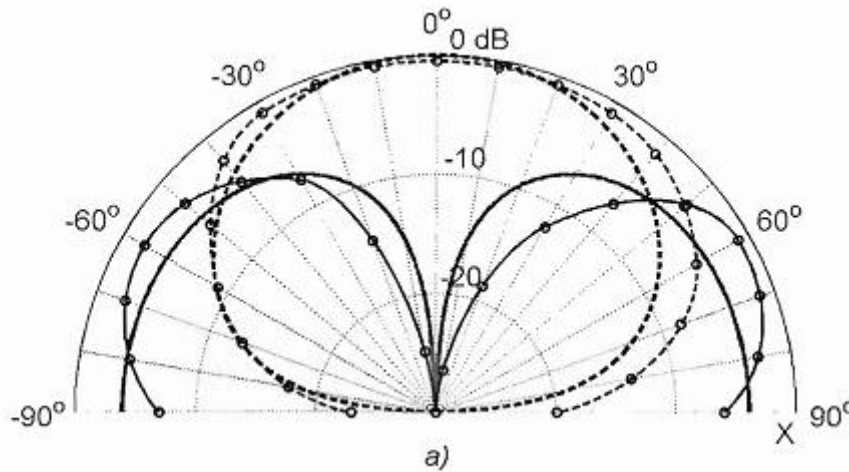


Figure III.9: champ lointain dans le plan XZ (plan H) pour une PIFA rectangulaire ($W = \lambda/2, L = \lambda/4$)

— E_θ , - - - E_ϕ (expérimental)

—○— E_θ , - -○- - E_ϕ (Calculé)

Dans le plan YZ (plan E), cependant, la fente transversale uniforme domine la production d'un modèle de rayonnement omnidirectionnel du champ E_θ . La contribution de la fente latérale au champ E_ϕ est nulle en raison du même effet d'annulation du champ lointain produit par deux courants magnétiques déphasés.

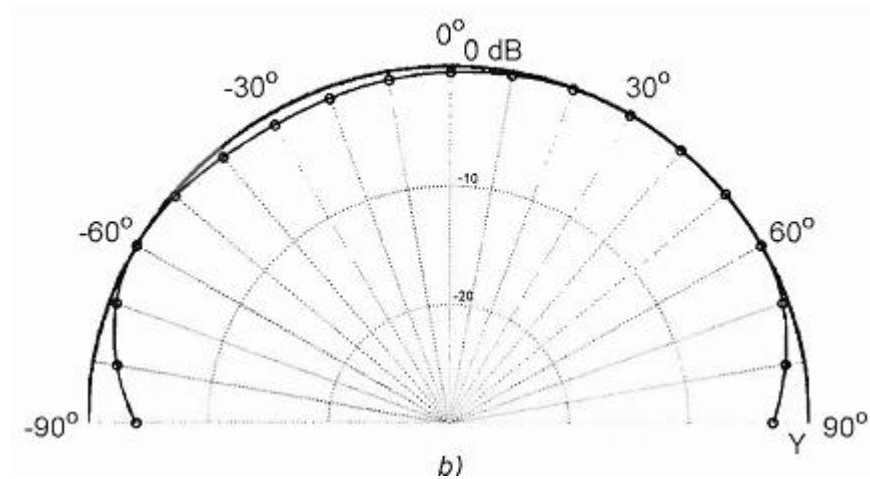


Figure III.10 : champ lointain dans le plan YZ (plan E pour une PIFA rectangulaire ($W = \lambda/2, L = \lambda/4$))

— E_θ , - - - E_ϕ (Expérimental)

—○— E_θ , - -○- E_ϕ (Calculé)

Il est également intéressant de comparer les résultats de ce modèle à ceux des techniques numériques, telles que la méthode des moments ou FDTD. En particulier, les résultats du champ lointain de solveur disponible dans le commerce CST micro-wave Studio (FDTD) sont présentés dans la figure III.11, Figure III.13 et avec les résultats du modèle de la cavité. La PIFA rectangulaire dans le CST à des plaques de laiton d'épaisseur $t = 1,7 \text{ mm}$ ($\lambda/181$) et un plan de masse infini. La hauteur intérieure de la cavité est prise très faible avec $h = 1 \text{ mm}$ ($\lambda/308$) afin de conserver la pureté modale de la PIFA.

Un accord raisonnable (moins de $\pm 1.5 \text{ dB}$) de la théorie de la cavité avec les résultats numériques fournis par CST est évident. Cette différence est dans des directions le long du plan de masse correspondant à l'endroit où le modèle de la fente du plan de masse est moins robuste.

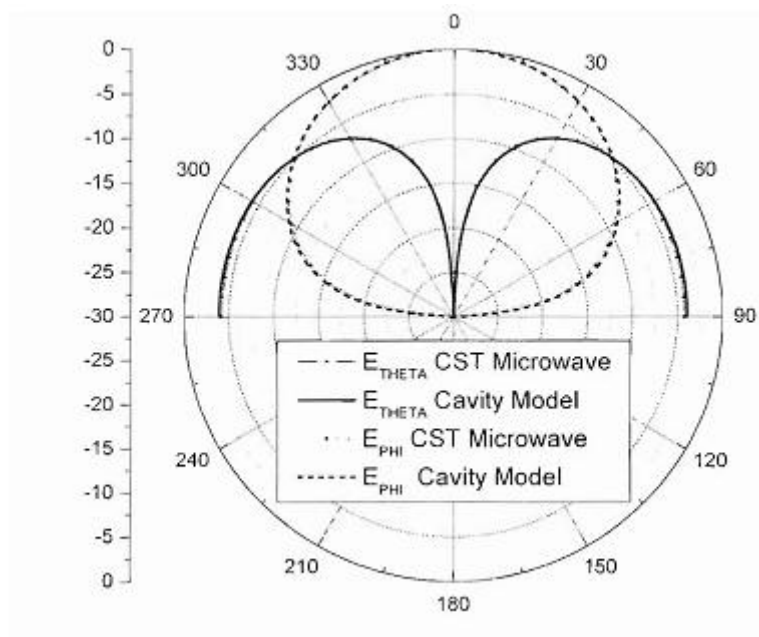


Figure III.11 :dans le plan XZ (plan E) champ lointain pour une PIFA rectangulaire ($W = \lambda/2, L = \lambda/4$)

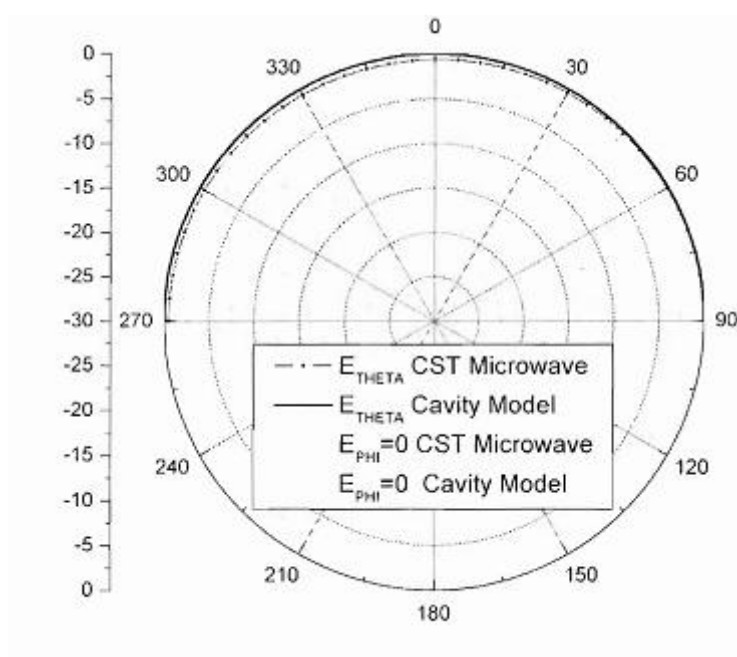


Figure III.12: plan YZ (plan E) champ lointain pour une PIFA rectangulaire ($W = \lambda/2, L = \lambda/4$)

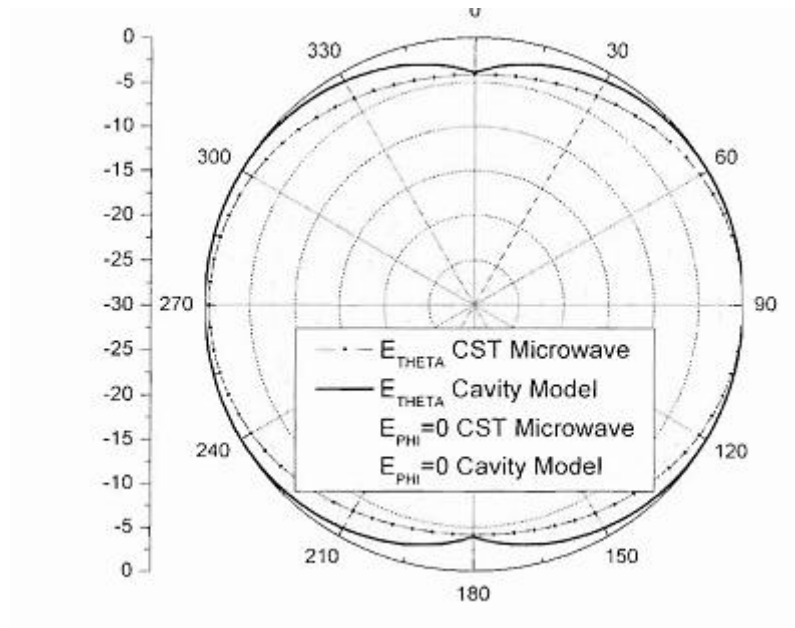


Figure III.13: champ lointain dans le plan XY (plan de masse) du modèle de la cavité rectangulaire de la PIFA ($W = \lambda/2, L = \lambda/4$)

Pour illustrer encore un impact de rayonnement des fentes latérales,

Le modèle de champ lointain totale selon ce modèle et le modèle classique de la fente transversale unique est présenté dans la figure III.14. Même si dans le plan E les deux modèles sont identiques omnidirectionnel dans le plan H, les différences dans les champs lointains entre les deux modèles atteignent jusqu'à environ 20 dB pour des angles d'élévation faibles. Si l'hypothèse omniprésente pour le champ lointain de la PIFA étant la même que celle de fin de fente seulement n'est pas bien justifiée comme évoqué dans [19]. Comme démontré ici, cette hypothèse ne s'applique que pour la coupe YZ.

En conséquence, le modèle théorique de la cavité de la PIFA qui vient d'être présenté peut être considéré comme un outil plus précis pour prédire le comportement du modèle du champ lointain de la PIFA et peut être utilisé avec succès dans l'analyse de ce type de structure de rayonnement.

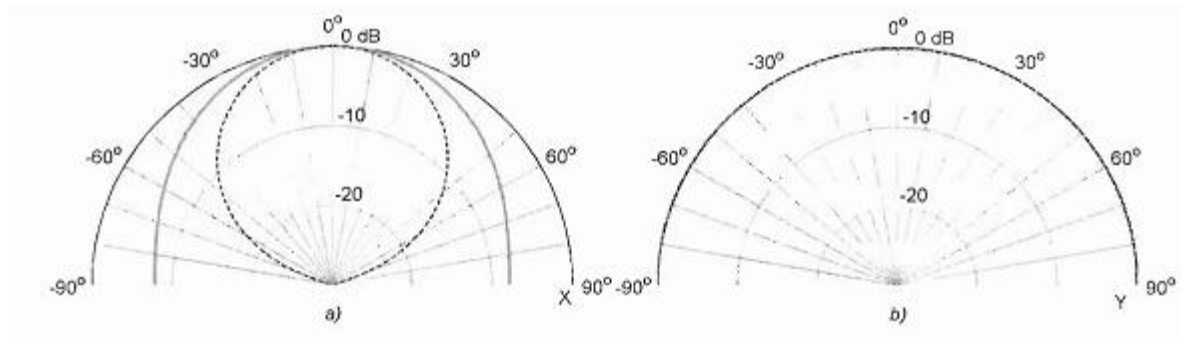


Figure III.14: plans principaux des modèles du champ lointain total pour une PIFA rectangulaire.

III.3. Model de la ligne de transmission

III.3.1.Introduction

Le modèle de ligne de transmission peut être considéré comme simple, mais en même temps l'outil adéquat pour analyser la performance de la PIFA. Il nécessite moins de puissance de calcul comparant à un autre modèle analytique ou numérique, mais il fournit des résultats satisfaisants pour la plupart des applications d'ingénierie.

Le modèle est utile dans la conception pratique des antennes microruban, les réseaux d'alimentation et d'adaptation.

Comme son nom l'indique, le rôle principal du modèle de la ligne de transmission est d'utiliser les paramètres de la ligne de transmission d'un circuit équivalent de l'antenne PIFA pour estimer le comportement d'impédance de la PIFA. L'antenne est composée d'un patch conducteur (pavé supérieur) et d'une plaque de court-circuit (PIN), un substrat diélectrique et un plan de masse conducteur. L'antenne peut être alimentée soit par une sonde coaxiale, soit par une ligne microruban.

Dans cette analyse, deux approches sont décrites dans une tentative d'appliquer le modèle de la ligne de transmission à l'analyse de la PIFA. La première est une approche simple ou le modèle de la ligne de transmission de référence, tandis que le second, est une approche plus générale, basée sur le modèle de réseau à trois ports. En outre, les données acquises à partir du modèle de la ligne de transmission sont comparées ici aux données du modèle de la cavité ainsi que des simulations numériques basées sur (la méthode des moments, FDTD) et les résultats de mesure.

III.3.2.Modèle de ligne de transmission de base

Dans le modèle de la ligne de transmission, l'antenne microruban est traitée comme un résonateur de ligne sans variations de champ transversal. Les champs varient le

long de la longueur de l'antenne, qui s'agit généralement d'un quart d'onde et, comme dans le cas du modèle de la cavité, il est supposé que le rayonnement provient essentiellement des champs de bord aux extrémités ouvertes de l'antenne qui est supportée par les courants sur l'extérieur du patch et sur le plan de masse. Les champs peuvent être considérés comme des champs de fentes rectangulaires dans un plan de masse infini.

L'agencement de la fente équivalente de la PIFA est représenté sur la Figure III.15:

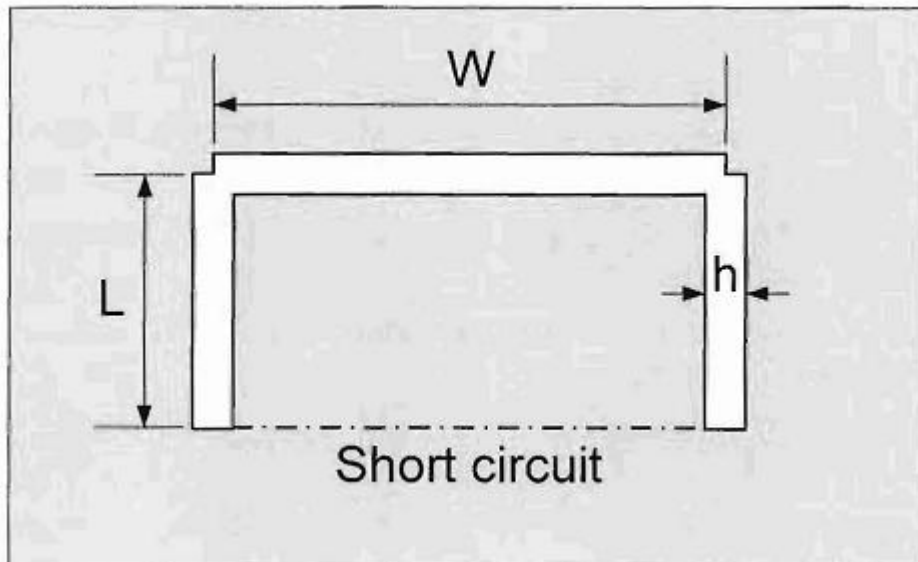


Figure III.15 : Agencement de trois fentes équivalentes de la PIFA.

Dans la pratique, la largeur de la fente est constant, c'est à dire, les coins retrait ne sont pas mis en œuvre (appliqués), ils sont tirés pour clarifier le dimensionnement des fentes.

La structure métallique de l'antenne PIFA est caractérisée par la longueur L de résonance (mode fondamental), la largeur W , l'épaisseur t et de la conductivité σ , la partie diélectrique de l'antenne est caractérisée par sa longueur L_d , la largeur W_d , l'épaisseur h , une permittivité relative ϵ_r , et une tangente de perte δ_s . Les effets du

plan de masse fini ne sont pas pris en compte dans le modèle, ainsi le plan de masse est supposé infini.

Vu que la PIFA est essentiellement une moitié d'une antenne microruban rectangulaire avec l'un de ses bords en court-circuit, le modèle de la ligne de transmission de la PIFA peut être étendue à partir du modèle d'antenne microruban rectangulaire. Lorsque la sonde coaxiale d'excitation est en un point arbitraire sur l'axe y , le modèle de ligne de transmission équivalent simple pour la PIFA peut être représenté comme le montre la Figure III.16 :

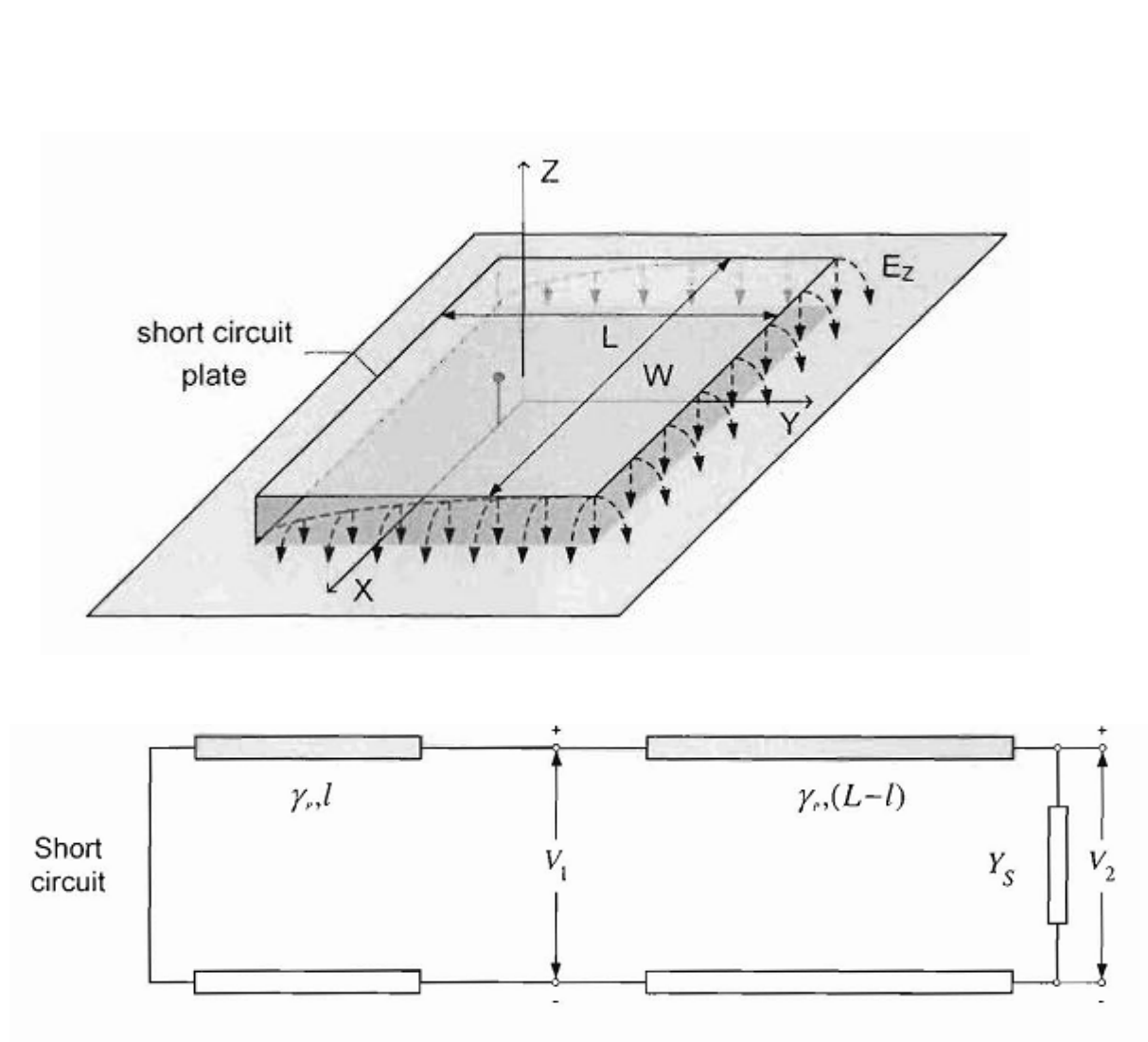


Figure III.16: Vue en perspective de la PIFA alimentée en un point quelconque le long de l'axe Y et son modèle de ligne de transmission.

La cavité de la PIFA est représenté par une ligne de transmission à caractéristiques d'admittances Y_c (principalement définie par le rapport W/h et de la permittivité ϵ_r), La largeur physique W et la longueur L , et la constante de propagation γ_p . En outre, Le bord ouvert de la PIFA est modélisé par l'admittance parallèle Y_s . Il s'agit d'une étape cruciale pour la modélisation précise du comportement en fréquence, car les bords ouverts de la PIFA ne sont pas des circuits ouverts parfaits en raison des effets de bord dans les fentes. Par conséquent, la partie réelle, G_{es} (la conductance), de l'admittance parallèle Y_{es} représente le rayonnement de la fente, tandis que la partie imaginaire, B_{es} (la susceptance), définit la réactance (énergie) qui représente l'effet d'allongement de la ligne de transmission due aux bords.

L'impédance d'entrée du modèle de la ligne de transmission de l'antenne PIFA au niveau du point d'alimentation peut être calculée en ajoutant les admittances parallèles mentionnées ci-dessus des deux lignes de transmission de longueur appropriée raccordées à une impédance de charge. L'impédance d'entrée d'une ligne de transmission de longueur d'impédance caractéristique Z_c connectée à la charge Z_L peut être trouvé par:

$$Z_{in} = Z_c \frac{Z_L + jZ_c \tan(\gamma_p d)}{Z_c + jY_L \tan(\gamma_p d)} \quad \text{III.50}$$

Par conséquent, à partir du réseau équivalent dans la Figure III.16, l'admittance d'entrée de l'antenne PIFA peut être représenté en fonction des admittances caractéristiques correspondantes et les constantes de propagation des segments équivalents de la ligne de transmission simple de la manière suivante:

$$Y_{in} = jY_c \cot(\gamma_p l) + Y_c \frac{Y_{es} + jY_c \tan(\gamma_p (L-l))}{Y_c + jY_{es} \tan(\gamma_p (L-l))} \quad \text{III.51}$$

Dans cette expression, on suppose que l'antenne est alimentée en un point arbitraire le long de l'axe y . Si la PIFA est alimentée par son côté ouvert (ce qui est la façon la plus simple pour alimenter l'antenne), les termes en tangente disparaissent et la dernière expression se réduit à:

$$Y_{in} = jY_c \cot(\gamma_p l) + Y_{es} \quad \text{III.52}$$

Où l est la distance entre le court-circuit et l'alimentation, et $\gamma_p \approx k_0 \sqrt{\epsilon_e}$ est la constante de propagation dans la direction de diffusion d'onde.

Aussi,

$$Y_C = \frac{1}{Z_C} \approx \frac{\eta_0}{\sqrt{\epsilon_e}} \frac{h}{W} \quad \text{III.53}$$

Où ϵ_e sera discuté plus tard.

Vu que la PIFA dans l'analyse de la ligne de transmission est représentée par la fente et le court-circuit non rayonnant, son champ lointain peut être considéré comme le champ rayonné par la source magnétique qui produit le même résultat pour le modèle de la cavité simple.

III.3.3. Modèle de la ligne de transmission à trois fentes

Le modèle de la ligne de transmission de base comporte certains inconvénients inhérents:

1. L'expression d'admittance de la fente Y_{es} n'est pas exacte dans les limites larges pour des largeurs du patch habituelles (voir ci-dessous);
2. Le rayonnement émis par les fentes latérales n'est pas pris en compte. Pour éliminer la deuxième lacune, un modèle amélioré de la ligne de transmission à trois fentes a été proposé. La représentation du réseau équivalent pour ce modèle correspond à celui indiqué dans la Figure III.17 Dans ce modèle, Y_{ss} est l'admittance de chacune des fentes latérales.

L'hypothèse de base est que la propagation dans la cavité suivant les directions x et y peut en effet être séparée de cette façon.

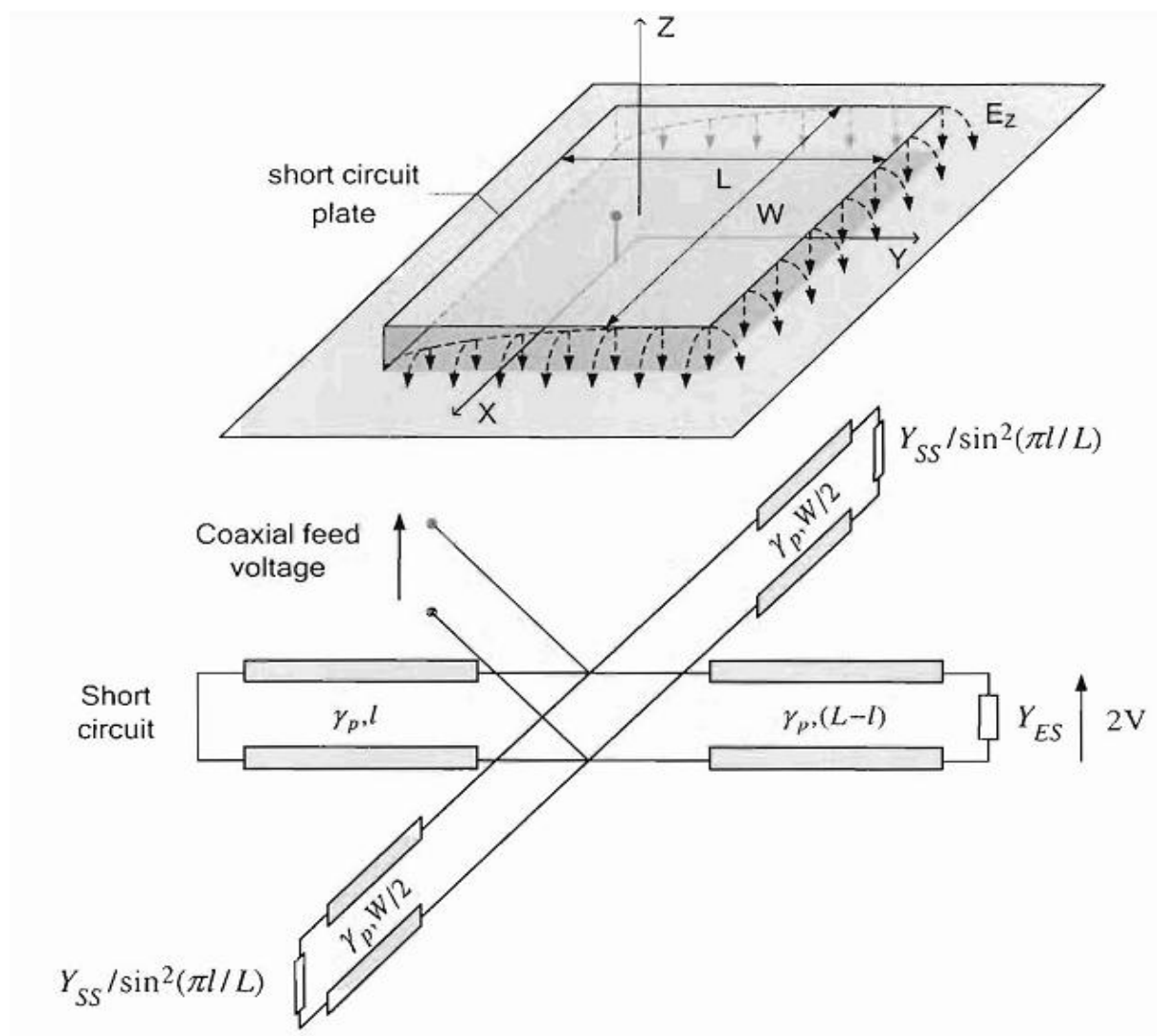


Figure III.17: Vue en perspective de la PIFA alimentée en un point quelconque le long des axes x et y et son réseau équivalent du modèle de la ligne de transmission à trois fentes.

Si l'antenne PIFA est alimentée à partir d'un seul point, l'expression de l'admittance d'entrée de la PIFA est :

$$Y_{in} = jY_C \cot(\gamma_p l) + Y_C \frac{Y_{es} + jY_C \tan(\gamma_p (L-l))}{Y_C + jY_{es} \tan(\gamma_p (L-l))} + \quad \text{III.54}$$

$$Y_C \frac{Y_{ss} + jY_C \tan(\gamma_p (w))}{Y_C + jY_{ss} \tan(\gamma_p (w))} + Y_C \frac{Y_{ss} + jY_C \tan(\gamma_p (W-w))}{Y_C + jY_{ss} \tan(\gamma_p (W-w))}$$

Encore une fois, si l'antenne est alimentée par le bord ouvert, la dernière expression se réduit à :

$$Y_{in} = jY_C \cot(\gamma_p l) + Y_{es} + Y_C \frac{Y_{ss} + jY_C \tan(\gamma_p(w))}{Y_C + jY_{ss} \tan(\gamma_p(w))} +$$

$$+ Y_C \frac{Y_{ss} + jY_C \tan(\gamma_p(W-w))}{Y_C + jY_{ss} \tan(\gamma_p(W-w))}$$
III.55

Tout couplage mutuel entre toutes les fentes a été ignoré dans ce modèle. Ce serait un problème important pour des permittivités plus élevées et à chaque fois que les côtés des fentes latérales se rapprochent, mais il est possible d'ajouter des sources de circuits simples pour modéliser le couplage mutuel. Cependant, il faut être prudent parce que ce modèle (sans couplage mutuel) n'indique pas un éclairage uniforme de la fente transversale, une hypothèse utilisée dans le modèle de la cavité classique. En revanche ça crée des problèmes pour estimer l'admittance de la fente transversale, et complique toute modélisation de source pour le couplage mutuel. Il ya un besoin pour de nouveau travaux dans ce domaine. En outre, ces dernières expressions sont supposées d'être valides si la PIFA est alimentée n'importe où dans son périmètre.

Les expressions du modèle de la ligne de transmission à trois fentes présentées ici naturellement supposent l'existence de la seconde ligne de transmission correspondant à l'agencement des deux fentes latérales, qui est orthogonale à la ligne de transmission de la fente de base. C'est pourquoi, en général, les constantes de propagation d'ondes correspondant à chaque ligne de transmission doivent avoir des valeurs différentes.

Par conséquent, la tâche à accomplir est d'examiner les paramètres du modèle de la ligne de transmission tels que les admittances des fentes et les constantes de propagation des lignes de transmission.

III.3.4. Les expressions des paramètres de la ligne de transmission

La précision du modèle de la ligne de transmission dépend fortement de la précision des expressions des paramètres de la ligne de transmission, tels que Y_{es} , Y_{ss} , etc.

Il ya plusieurs façons de calculer les paramètres qui seront comparés ici. En général, les différentes méthodes diffèrent dans les hypothèses initiales, qui mènent ensuite à différentes approches analytiques.

III.3.4.1. La conductance de la fente transversale

Même avec la simplification de l'éclairage de la fente transversale qui est uniforme, le problème de trouver son admittance se fait sentir. Il semble y avoir des données disponibles pour des admittances fiables, et cela est important pour la modélisation du comportement de la fréquence précise. Les estimations pour l'admittance de la fente uniforme sont donc revues ici.

III.3.4.1.1. Modèle d'ouverture équivalent pour une fente uniforme

La conductance de la fente transversale peut être obtenue en utilisant le concept d'ouverture équivalente. La fente ouverte uniforme est remplacée par une fente rectangulaire TE uniformément excitée de largeur et de longueur finies sur un plan de masse infini parfaitement conducteur.

Lorsque le champ électrique dans l'ouverture de la fente transversale est supposé être uniforme:

$$E_A = \frac{V_s}{h} \vec{i}_Y \quad \text{Pour } |y| \leq \frac{h}{2}, |x| \leq \frac{W}{2} \quad \text{III.56}$$

Où V_s est la tension d'excitation à travers l'ouverture, h est une hauteur équivalente de l'ouverture, et W est sa largeur équivalente.

La transformée de Fourier spatiale du champ d'ouverture est alors définie comme :

$$F_A = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_A e^{jk_x x} e^{jk_y y} dx dy \quad \text{III.57}$$

où k_x , k_y sont les composantes du vecteur de propagation k complexe, et:

$$|k| = k = \omega \sqrt{\mu \epsilon} \quad \text{III.58}$$

On utilise des dérivations décrites dans (ibid.), on obtient des expressions pour les G_s et B_s respectivement:

$$G_s = \frac{1}{\pi^2 \eta k |V_s|^2} \int_0^k \int_0^{\sqrt{k^2 - k_x^2}} (k^2 - k_x^2) |F_y|^2 \frac{dk_y dk_x}{\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}} \quad \text{III.59}$$

$$B_s = \frac{1}{\pi^2 \eta k |V_s|^2} \int_0^k \int_{\sqrt{k^2 - k_x^2}}^{\infty} (k^2 - k_x^2) |F_y|^2 \frac{dk_y dk_x}{\sqrt{-k^2 + k_x^2 + k_y^2}} \quad \text{III.60}$$

$$= \frac{1}{\pi^2 \eta k |V_s|^2} \int_k^{\infty} \int_0^{\infty} (k^2 - k_x^2) |F_y|^2 \frac{dk_y dk_x}{\sqrt{-k^2 + k_x^2 + k_y^2}}$$

Ou

$$k_z = \begin{cases} \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} & \text{pour } k^2 \geq k_x^2 + k_y^2 \\ -j \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2} & \text{pour } k^2 < k_x^2 + k_y^2 \end{cases} \quad \text{III.61}$$

Vu que la PIFA est une structure résonante, l'accent est mis ici sur les antennes compactes, seulement l'impédance à sa résonance du mode fondamental est d'un intérêt fondamental.

La conductance G_s est une partie de l'admittance de la fente. En substituant l'expression du champ d'ouverture par la transformée spatiale de Fourier dans l'équation de conductance de la fente (III.10), et la réécriture de la double intégrale en termes de la fonction de Bessel de premier degré et d'ordre zéro après le développement en série de Maclaurin et en intégrant terme à terme on obtient (en gardant les deux premiers termes) [ibid.] :

$$G_s \approx \left\{ \left(kW Si(kW) + \frac{\sin(kW)}{kW} + \cos(kW) - 2 \right) \left(1 - \frac{h^2}{24} \right) \right. \\ \left. + \frac{h^2}{12} \left(\frac{1}{3} + \frac{\cos(kW)}{k^2 W^2} - \frac{\sin(kW)}{k^2 W^2} \right) \right\} \quad \text{III.62}$$

Où la fonction $Si(x) = \int_0^x \frac{\sin(u)}{(u)} du$ a été résolue utilisant le développement en série suivante :

$$Si(x) = x \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(2k+1)(3/2)^k k!} \left(\frac{x}{2} \right)^{2k} \quad \text{III.63}$$

Et le nombre de termes est traité ci-dessus, qui indique que la troncature à $k = 4$ est suffisant.

III.3.4.1.2. Modèle de source de tension uniforme

Précédemment (voir Section 2), il a été noté que la fente la PIFA peut être modélisée comme une source de tension uniforme équivalente. La directivité de la fente uniforme est utilisée pour obtenir la conductance de la fente transversale.

Assimiler la puissance rayonnée avec la puissance au bord de la fente:

$$P_{rad} = 1/2 G_{ES} V^2 \quad \text{III.64}$$

Où V est une tension de la fente, donne la formule de la fente uniforme:

$$G_{ES} = \frac{1}{30D} \left(\frac{W}{\lambda} \right)^2 \quad \text{III.65}$$

Où D est la directivité maximale.

Pour l'approximation d'une faible directivité de longueur ($W \leq 0.35\lambda$), la conductance de la fente uniforme est:

$$G_{ES} = \frac{1}{90} \left(\frac{W}{\lambda} \right)^2 \quad \text{III.66}$$

De même, en utilisant la directivité asymptotique d'une source uniforme électriquement longue ($W > 2\lambda$) on obtient la formule de la conductance de grande longueur:

$$G_{ES} = \frac{1}{120} \left(\frac{W}{\lambda} \right) \quad \text{III.67}$$

La formule de la petite longueur est égale à l'expression de la grande longueur pour $W/\lambda = 1/2$.

Pour les longueurs électriques comparables à la longueur d'onde ($0.35\lambda \leq W \leq 2\lambda$), la formule de la conductance sera la suivante:

$$G_{ES} = \frac{1}{120} \left(\frac{W}{\lambda} \right) - \frac{1}{60\pi^2} \quad \text{III.68}$$

III.3.4.1.3. Modèle de cavité pour une fente uniforme

La puissance rayonnée de chaque fente de la PIFA peut également être trouvée en utilisant la théorie du modèle de la cavité (voir chapitre 2). En supposant que la puissance rayonnée dans le champ lointain est sensiblement supérieure à la puissance dissipée dans le champ proche, la partie réelle du vecteur complexe de Poynting s'obtient en intégrant les champs lointains contribuant comme suit:

$$P_r = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left(\int_V (E \times H^*) \cdot n dV \right) = \frac{1}{2Z_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} (|E_\theta|^2 + |E_\phi|^2) \cdot r^2 \sin \theta d\theta d\phi \quad \text{III.69}$$

Où E_θ, E_ϕ , Sont les composantes du champ électrique lointain, Z_0 est l'impédance caractéristique de l'espace libre.

Encore une fois, assimilant les contributions de puissance rayonnée de chacune des fentes de la PIFA (III.20) avec la puissance aux bornes de la fente comme dans (III.15) donne les expressions des conductances des fentes correspondantes. L'intégrale dans (III.20) peut être facilement résolue numériquement en Matlab.

Les résultats de ces trois méthodes sont comparés dans la figure III.18.

La hauteur intérieure de la fente transversale de la PIFA est $h=1\text{mm} (\lambda/308)$

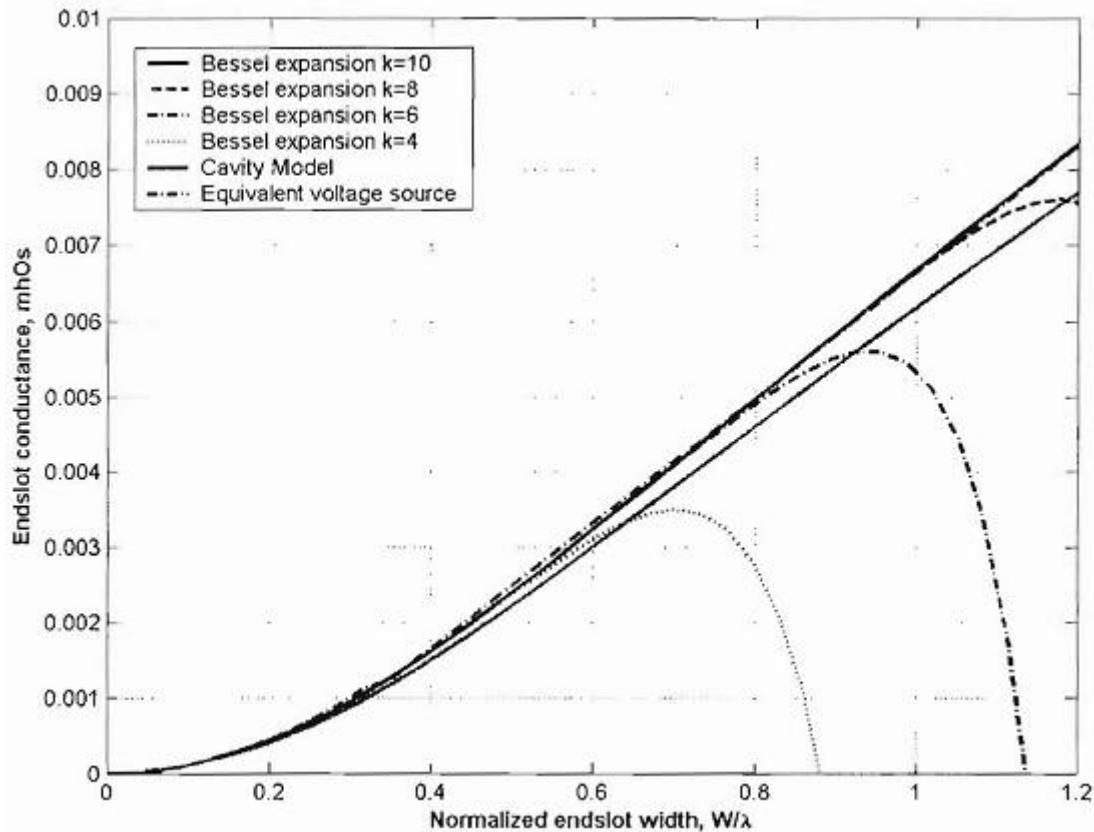


Figure III.18: La conductance de la fente de la PIFA en fonction de la largeur normalisée en fonction de: a) l'approche de la source de tension équivalente, b) Procédé d'ouverture de champ de l'intégration des différents facteurs de troncature, c) la technique d'intégration du modèle de champ éloigné de la cavité. * a) et c) sont presque indiscernables.

Comme on peut le voir sur la Figure III.18, l'accord entre les résultats du modèle de la cavité et le développement en fonctions de Bessel des champs d'ouverture est très bon.

L'influence du facteur de troncature sur la précision de l'expression du développement est également évidente.

Dans le cas de la PIFA rectangulaire à largeur de la fente transversale inférieure ou égale à une moitié de la longueur d'onde, le facteur de troncature de $k = 4$ est suffisant pour la modélisation.

En outre, la différence entre l'approche de la source de tension équivalente et la technique de la fonction de Bessel des champs d'ouverture est inférieure à 0,5% pour le facteur de troncature $k = 10$.

III.3.4.2. La susceptance de la Fente transversale

En dépit de son impact crucial sur la précision de l'impédance de la PIFA, la susceptance de la fente se révèle être un sujet beaucoup moins recherché que la conductance. En fait, l'expression dans (III.11) ne peut pas être utilisée pour le calcul de la susceptance de la fente uniforme car il est impossible de définir un champ d'ouverture appropriée. Le problème ici est qu'il n'y a aucune information sur la forme du champ exact dans la fente.

Afin d'obtenir la partie imaginaire du vecteur de Poynting en utilisant le modèle de la cavité d'une manière similaire à la vraie valeur, l'information de champ proche de la PIFA doit être disponible. Cette information n'a pas été rapportée dans la littérature. En plus de cela, l'analyse complète d'onde ne fournit pas de résultats précis pour la susceptance ouverte uniforme.

Compte tenu des lacunes mentionnées ci-dessus, les modèles approximatifs sont nécessaires. Ils sont basés sur l'extrémité ouverte ou le concept de l'effet de bord.

III.3.4.2.1. Modèle d'effet de bord pour une susceptance de fente uniforme

L'une des nombreuses formules disponibles est basée sur l'extrémité ouverte de la capacité d'un micro-ruban:

$$B_s = 0.01668 \frac{\Delta a}{h} \frac{W_e}{\lambda_0} \epsilon_{re} = Y_0 \tan(\beta \Delta a) \quad \text{III.70}$$

OU

$$\frac{\Delta a}{h} = 0.412 \frac{(\epsilon_{re} + 0.3)(w/h + 0.264)}{(\epsilon_{re} - 0.258)(w/h + 0.8)} \quad \text{III.71}$$

Où, W_s est une fonction de W , h , est ϵ_r pour une ligne micro ruban.

La formule du facteur de bord (III.71) a une base sur la formulation de Wiener-Hopf:

$$\frac{\Delta a}{h} = \frac{0.95}{(1+0.85k_0h)} - \frac{0.75(\epsilon_r - 2.45)}{(1+10k_0h)}$$

III.72

Les trois formulations différentes ci-dessus sont comparées en Figure (III.19) (substrat interne hauteur $h = 1$ mm) pour deux valeurs de permittivité du substrat.

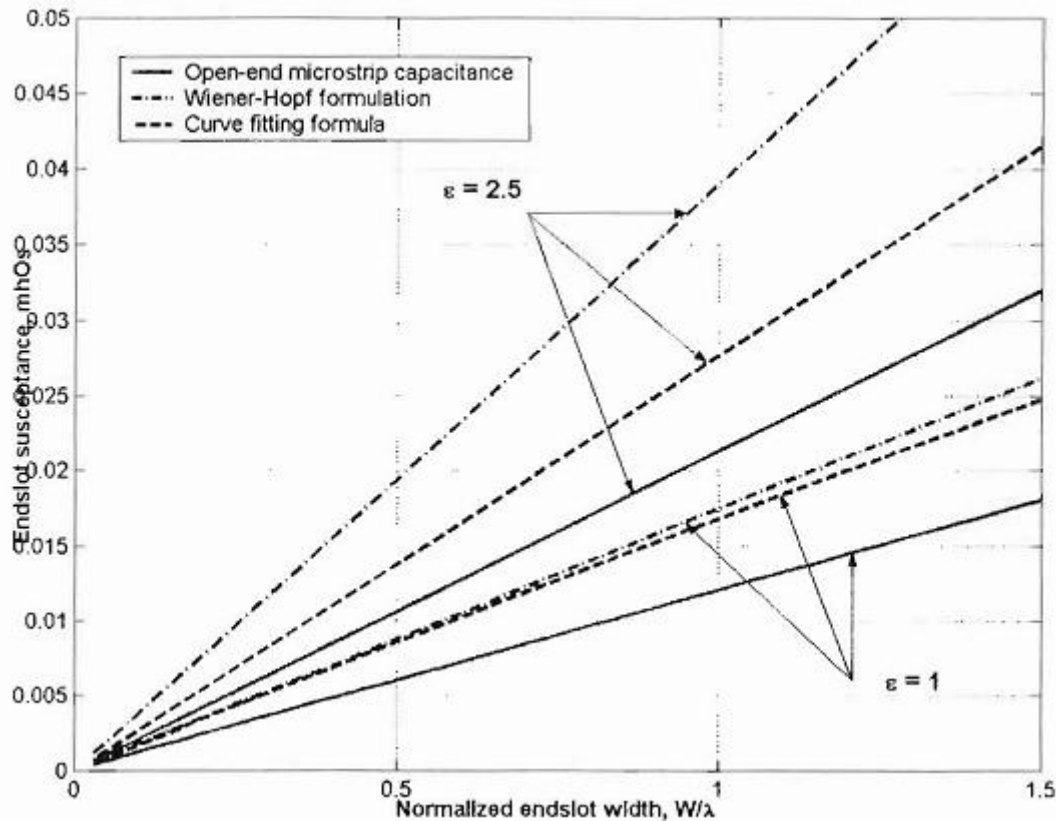


Figure III.19 : la susceptance de fin de fente de la PIFA par rapport à la largeur normalisée en fonction de la formule de la capacité d'extrémité ouverte, l'approche de Wiener-Hopf, et la formule de courbe convenable pour deux valeurs de la permittivité du substrat (hauteur du substrat $h=1$ mm).

En comparant les courbes, plusieurs observations peuvent être faites. Tout d'abord, les formules (III.23) et (III.24) réclamer la précision de 2% et 2,5% respectivement pour $\epsilon_r = 2,5$. Comme on peut le voir sur les résultats fournis par ces formules différent les uns des autres beaucoup plus que tous les pourcentages mentionnés ci-dessus. En outre, les résultats fournis par la notion de capacité d'extrémité ouverte s'écarte des deux autres formules pour les deux valeurs de permittivité.

C'est là donc difficile d'avoir confiance dans les modèles finaux de susceptance à sous. Il ya place pour de nouvelles recherches sur ce problème, y compris l'effet des plans de masse finie avec des bords près des fentes, ce qui est pertinent pour antennes compactes.

III.3.4.3. Conductance de la fente latérale

Le champ électrique au niveau de l'ouverture de la fente latérale est supposé être sinusoïdal:

$$\vec{E}_A = \frac{V_s}{h} \sin \frac{\pi z}{L} \vec{i}_z \quad \text{III.73}$$

Où V_s est la tension d'excitation à travers l'ouverture, h est la hauteur équivalente de l'ouverture, et L sa largeur équivalente.

Le problème de trouver l'admittance de la fente latérale de la PIFA pourrait être grandement simplifiée en utilisant le principe d'équivalence (Babinet) de l'électromagnétisme et la relation par exemple de Booker. La relation de Booker est une extension du principe de Babinet et il est généralement écrit en termes d'admittance de la fente en question Y_s et l'impédance de la structure conductrice complémentaire correspondant Z_c au point d'alimentation correspondant:

$$\frac{Y_s}{Z_c} = \left(\frac{2}{Z_0} \right)^2 \quad \text{III.74}$$

Où Z_0 est l'impédance de l'espace libre. Par exemple, la résistance d'entrée à la résonance de l'infiniment mince dipôle alimenté en son centre est 73Ω , de sorte que la résistance équivalente de la fente, alimenté au niveau des point centraux, est d'environ 487Ω .

III.3.4.3.1.L'approche de la formule de Booker

Afin d'utiliser la relation de Booker pour calculer la conductance de la fente latérale de la PIFA, il est nécessaire d'obtenir l'information sur la résistance de la structure conductrice complémentaire, exemple dipôle de la même largeur que la fente. Heureusement, il ya une zone bien recherchée, utilisant ainsi les identités et les calculs de [31, 50], il a une tâche relativement simple d'obtenir les données de résistance pour un dipôle équivalent. Après cela, en utilisant la formule de Booker, la conductance (ainsi que la réactance) de la fente latérale de la PIFA peut être trouvée.

III.3.4.3.2.Modèle de cavité pour une fente sinusoïdale

De la même manière, la puissance rayonnée par la fente latérale de la PIFA peut également être trouvée en utilisant la théorie du modèle de la cavité.

Encore une fois, assimilant les contributions du pouvoir de réaction à partir des fentes latérales de la PIFA avec la puissance aux bornes comme donnent les expressions pour les fentes conductances correspondantes. L'intégrale de la partie réelle du vecteur de Poynting peut être facilement résolue numériquement en Matlab.

III.3.4.3.3.D'autres modèles :

[51,52] décrivent les différentes approches dans la recherche de l'admission de la fente sinusoïdale, qui sera comparée ici aussi.

Les résultats sont résumés dans le tableau I. la Comparaison des résultats de ce tableau montre une bonne concordance entre les différentes méthodes de calcul de l'admittance sinusoïdale de la fente latérale. Les résultats des trois méthodes ci-dessus décrites sont résumés et comparés dans le tableau I. la hauteur intérieure de la fente latérale de la PIFA était $h = 1\text{mm} (\lambda/308)$.

Méthode	Admittance	
	Conductance $\text{mhos} \cdot 10^{-3}$	Susceptance $\text{mhos} 10^{-3}$
Booker, $L/h = 20$	1.03	0.53
Booker, $L/h = 153,85$	1.03	0.53
Cavité, $L/h = 20$	0.92	n/a
Cavité, $L/h = 153,85$	0.92	n/a
$L/h = 2.25$	0.9	0.15
$L/h = 2$	0.9	0.15
$L/h = 20$	1	0.45

Comme on peut le voir dans le tableau ci-dessus, l'accord entre le modèle de la cavité et l'approche de la relation de Booker est bon à demi-largeur de la longueur d'onde de la fente.

En outre, la comparaison des résultats de Figure III.20 (approche de Booker) et ceux publiés dans [51, 52] montre un bon accord entre les différentes méthodes de calcul de la conductance sinusoïdale de la fente latérale. Les points sur lesquels les comparaisons ont été faites sont marqués avec des étoiles sur le terrain.

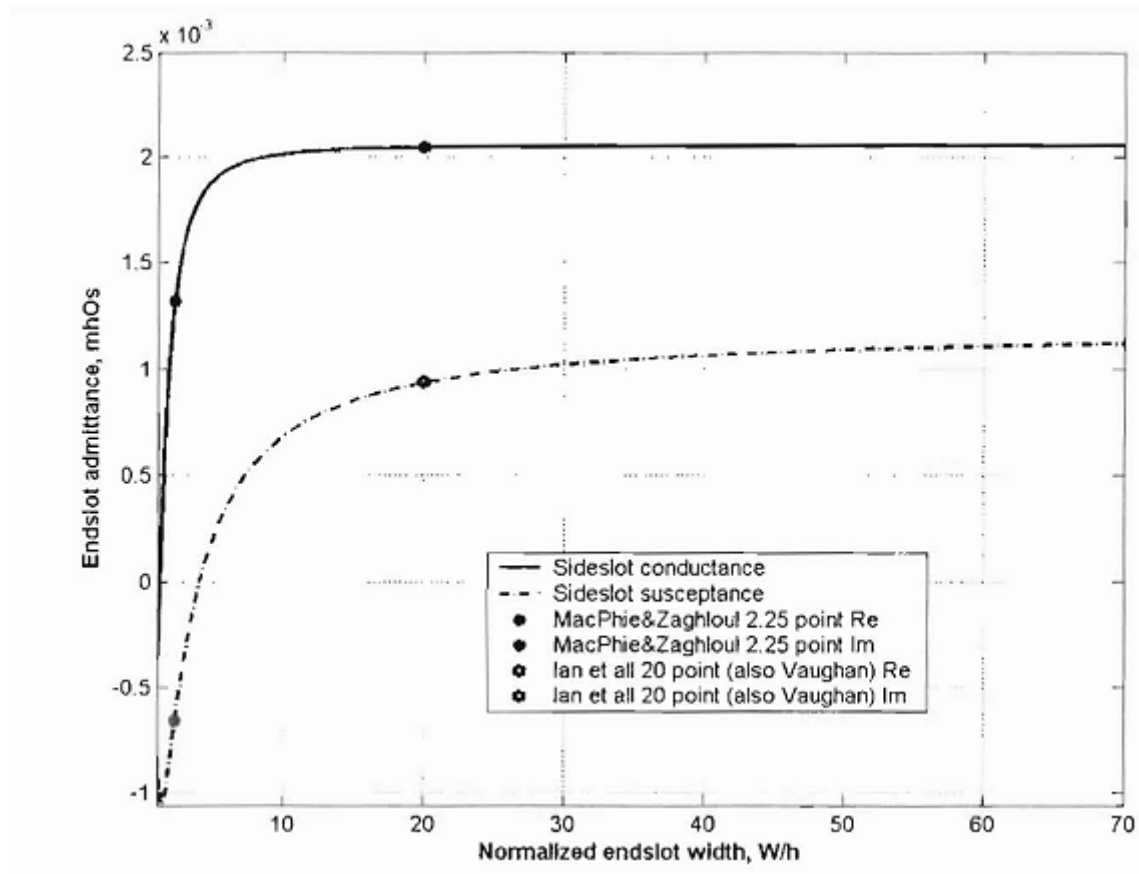


Figure III.20 : la conductance et la susceptance de la fente latérale de la PIFA par rapport à la largeur de la fente normalisée (la longueur se varie) en fonction de l'approche de la relation de booker ($L = \lambda/4, \epsilon_r = 1$).

III.3.4.4.Susceptance de la Fente latérale

L'utilisation de la relation de Booker pour une partie imaginaire de l'impédance de la fente latérale donne les résultats présentés dans le Figure III.5.7

Comme on peut le voir à partir de la dernière figure, la susceptance de la fente latérale est très faible à la largeur de la fente de la moitié de la longueur d'onde. Ces données confirment également très bien.

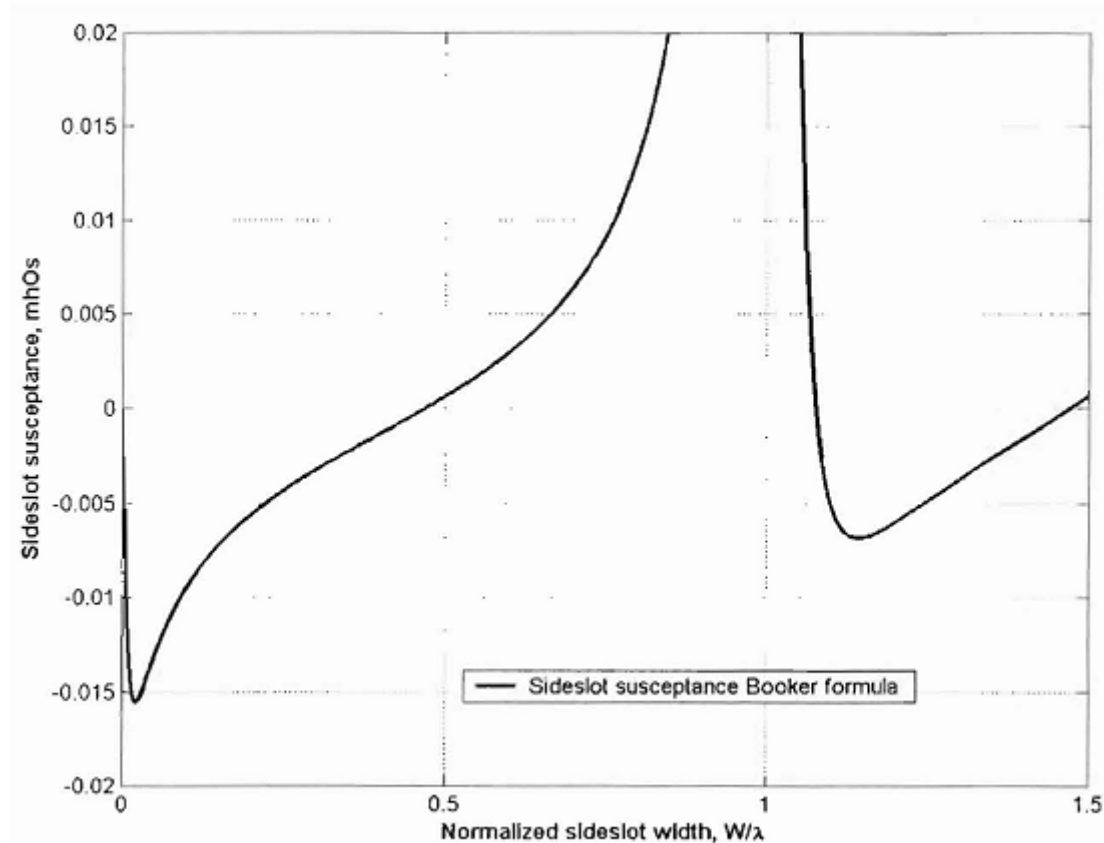


Figure III.21: La susceptance de la fente latérale de la PIFA en fonction de la largeur de la fente normalisée par l'approche de la relation de booker (hauteur du substrat $h=1\text{mm}$, $\epsilon_r=1$).

III.3.4.5. Les constantes de propagation de la ligne de transmission et les impédances caractéristiques:

Pour l'analyse de la ligne de transmission appropriée, les constantes de propagation de la ligne de transmission et des impédances caractéristiques dans le sens de la longueur et de la largeur à la fois de la PIFA doivent être trouvées.

III.3.4.5.1. Direction de la longueur

La largeur physique de la ligne microruban est W . Selon, l'impédance caractéristique est la suivante :

$$Z_0 = \frac{\eta_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_{re}}} \ln\left(F_1/u + \sqrt{1+4/u^2}\right) \quad \text{III.75}$$

Ou (ibid) :

$$F_1 = 6 + (2\pi - 6) \exp\left[-(30.666/u)^{0.7528}\right] \quad \text{III.76}$$

$$\eta_0 = 120\pi; \quad u = W/h \quad \text{III.77}$$

Et cela est revendiqué avec justification à être bon à 1%. Aucune mesure n'est rapportée.

Maintenant, l'impédance caractéristique de la propagation dans le sens de la longueur, Z_L , est calculée pour une ligne microruban physique de largeur W et de hauteur h .

La constante de propagation pour le sens de la longueur se trouve comme suit:

$$\gamma_L = \frac{2\pi}{\lambda_L} \quad \text{III.78}$$

Ou

$$\gamma_L = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_{re}} \quad \text{III.79}$$

III.3.4.5.2.Sens de la largeur

L'impédance caractéristique et la constante de propagation dans le sens de la largeur de la PIFA sont Z_w , et γ_w , où la largeur physique de la ligne est L . Ces paramètres sont estimés à partir du nombre d'ondes dans le sens de la largeur.

Le sens de la largeur de la propagation de la PIFA est supposé être à l'intérieur de la moitié du guide d'onde TE_{10} ($m = 1, n = 0$) (Figure III.22).

La longueur d'onde de coupure dans le mode TE_{10} est:

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{(n/h)^2 + (m/W)^2}} \quad \text{III.80}$$

Or, pour le calcul de la largeur effective du guide d'ondes TE_{10} la formule de bord similaire à la ci-dessus **III.24**, avec l'extension de la largeur de ΔL :

$$L_{effTE_{10}} = L + 2\Delta L \quad \text{III.81}$$

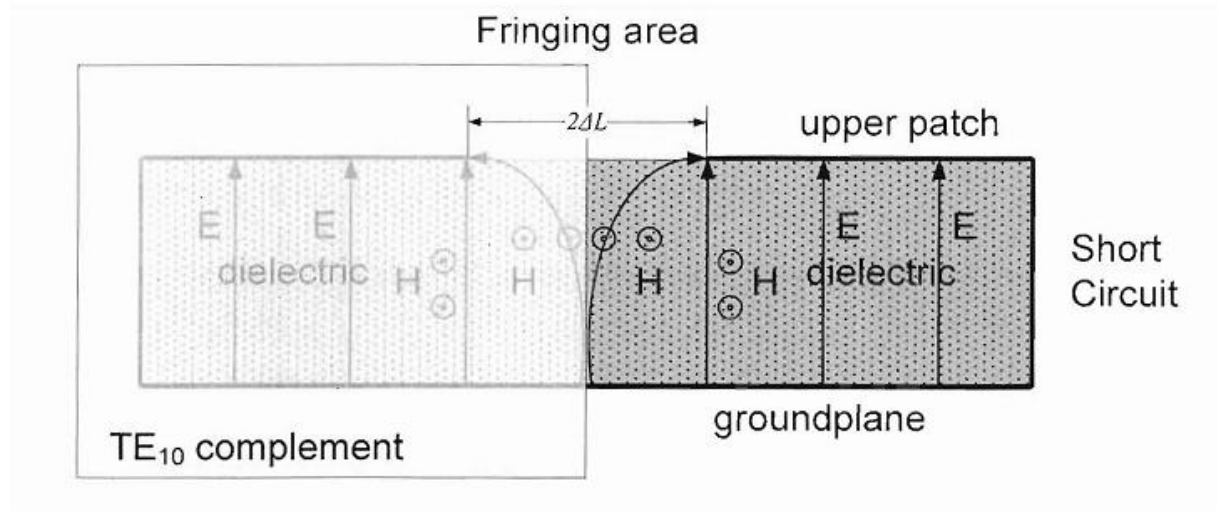


Figure III.2 : guide d'ondes complémentaire TE_{10} de la PIFA

La constante de propagation est alors:

$$\gamma_w = \gamma_0 \sqrt{1 - \left(\frac{L}{L_{effTE_{10}}} \right)^2} \quad \text{III.82}$$

L'impédance caractéristique dans la direction de la largeur est la suivante:

$$Z_w = \frac{Z_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{L}{L_{effTE_{10}}} \right)^2}} \quad \text{III.83}$$

Enfin, après avoir trouvé tous les paramètres de la ligne de transmission, il est désormais possible de calculer l'information de l'impédance spatiale de la PIFA selon ce modèle.

III.3.5. Résultats et comparaisons

Le modèle de ligne de transmission décrit ci-dessus a été mis en Matlab. Les dimensions physiques de la PIFA ont été prises comme suit: la longueur varie de $l = 0$ (court circuit) à $l = L = \lambda/4$, tandis que la largeur varie de $w = -W/2$ pour $w = W/4$, ou $W = \lambda/2$.

w est indexé positivement et négativement pour $w = 0$ au centre.

La fente de bord est considérée comme éclairée de manière uniforme, et la partie réactive de l'impédance de la fente est estimée à l'aide de la réactance uniforme d'une demi-longueur d'onde d'un dipôle puis en appliquant la relation de Booker.

L'admission de la fente latérale, comme il a été décrit précédemment, est considérée comme une impédance d'un quart de longueur d'onde d'un monopole dans un demi-espace, après la formule de Booker est utilisée pour obtenir l'impédance équivalente de la fente.

Il n'y a pas de facteurs de correction de la sonde ajoutés à la formule et il n'y a pas de considérations d'effets de plan de masse. Il n'y a également aucune perte dans les lignes de transmission.

Les résultats calculés à partir du modèle de la ligne de transmission des trois fentes sont tracés dans Figure III.23 avec les données de mesures et les résultats du modèle de la ligne de transmission d'une seule fente.

Les mesures d'impédance d'entrée ont été réalisées à la fréquence, où les meilleurs 50 Ohm de l'antenne ont été trouvés.

L'accord entre le modèle de la ligne de transmission des trois fentes et les résultats de l'expérience physique est bon. Toutefois, pour les postes d'alimentation hors de l'axe de la symétrie, plus de données de mesure sont nécessaires.

Afin d'obtenir des données de mesures fiables à l'axe central, un prototype en laiton de la PIFA a été construit avec le substrat air d'épaisseur 1 mm.

Les points d'alimentation ont été préfabriqués au niveau de la conception pour assurer la couverture de tous les domaines du pavé supérieur.

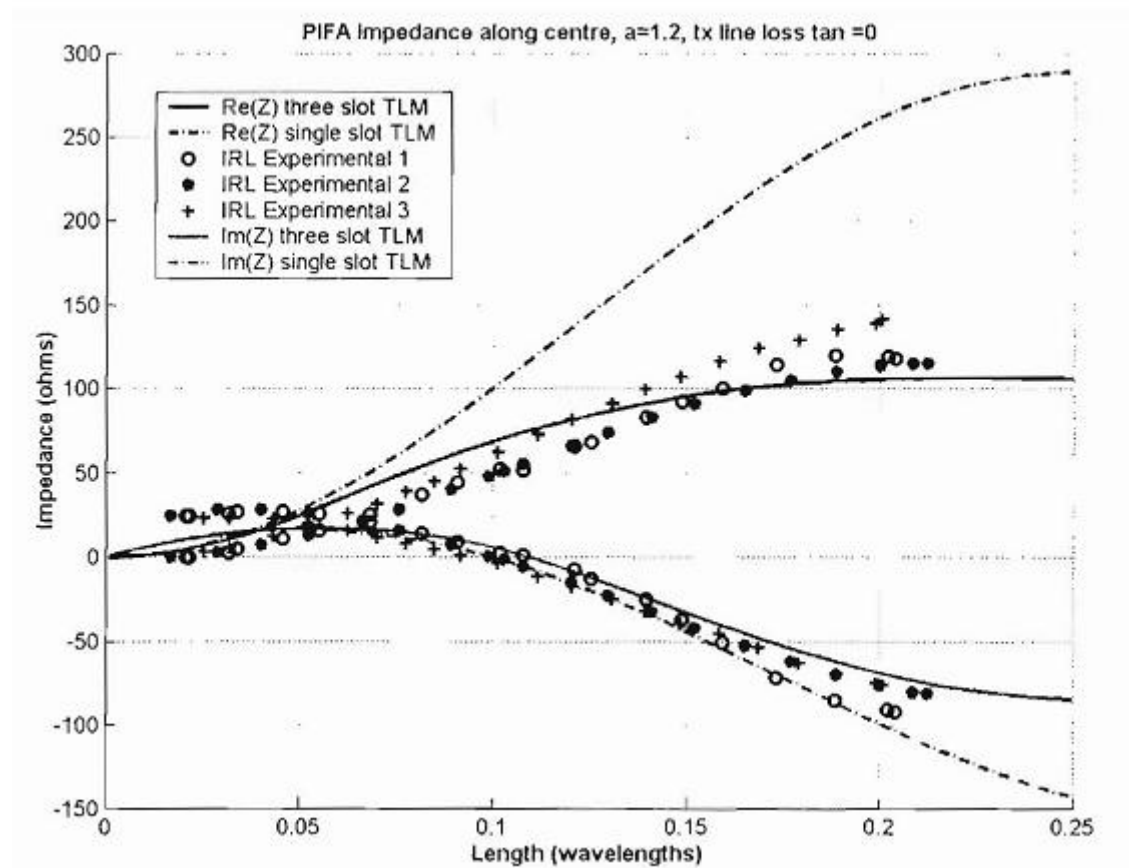


Figure III.23 : impédance d'entrée de la PIFA en fonction de la position d'alimentation le long de la longueur du centre de l'antenne. Les données expérimentales pour trois différentes longueurs de la PIFA

Néanmoins, à partir de ce point, les courbes théoriques, numériques et expérimentales commencent à produire des différences allant jusqu'à 35%.

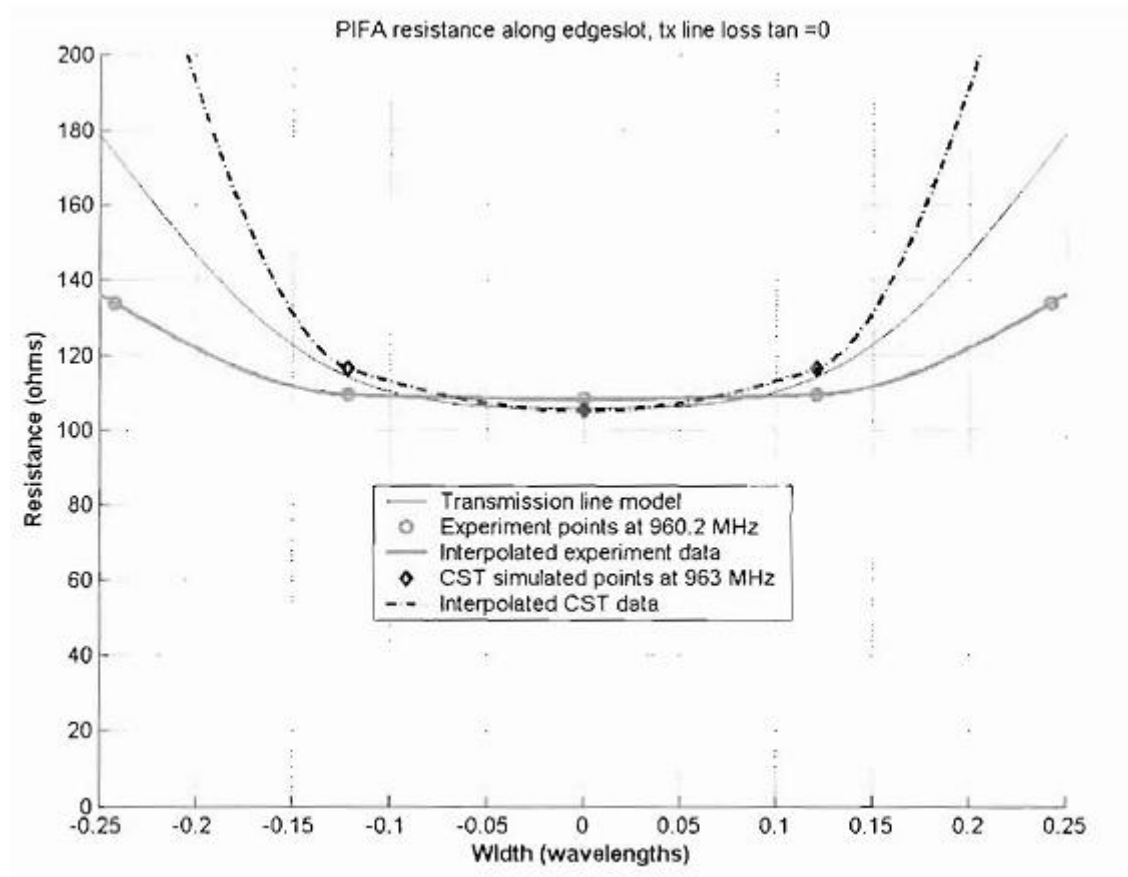


Figure III.24: L'impédance d'entrée de la PIFA en fonction de la position d'alimentation le long du bord de la fente l'antenne.

Les paramètres de la PIFA: épaisseur du substrat 1 mm, épaisseur de la plaque en métal $t = 1,7$ mm. $W = 146$ mm, $L = 78$ mm. La taille du plan de masse: 400×300 mm (W XL).

Par conséquent, le modèle de ligne de transmission (ainsi que le logiciel EM numérique), dans son état actuel de développement n'est pas encore précis sur l'ensemble de l'espace du patch de la PIFA. Une limitation clé pour le TLM, comme indiqué ci-dessus, se trouve avec des expressions exactes pour les paramètres de la ligne de transmission, à savoir, les constantes de propagation, et, en particulier des admittances de terminaison.

Conclusion

Dans ce chapitre on a fait une étude pour l'antenne PIFA par son modèle de la cavité et on a déterminé le champ rayonné totale par cette dernière dans la zone au champ lointain, et on la étudié par son modèle de la ligne de transmission afin de déterminé son impédance d'entrée et dans le chapitre qui suit on va voir ses caractéristiques.

CHAPITRE VI

Caractéristiques de l'antenne PIFA

IV. Facteur -Q, la bande passante, impédance d'entrée et la polarisation de la PIFA

IV.1.Introduction

L'objectif global de la conception d'une antenne est d'atteindre certaines caractéristiques de performance à une certaine fréquence de fonctionnement. Les Caractéristiques les plus importantes dans une conception d'une antenne incluent le diagramme de rayonnement, la bande passante, l'efficacité de rayonnement et l'impédance. Ayant trouvé le diagramme de rayonnement de la PIFA, il est possible maintenant de déterminer le reste des caractéristiques.

IV.2.Facteur- Q de la PIFA

Le facteur de qualité d'une antenne (facteur Q), est un paramètre fondamental pour déterminer la largeur de la bande passante et l'impédance de la PIFA. Pour toute structure résonante il est généralement défini comme suit:

$$Q = 2\pi \frac{\text{energie stockée dans le systeme}}{\text{energie dissipée par cycle}} \quad \text{IV.1}$$

Ou bien

$$Q = \frac{\omega(\text{le temp d'energie moyenne stockée dans le systeme})}{\text{energie dissipée par unité de temp(sec)}} \quad \text{IV.2}$$

Considérant l'antenne PIFA comme un résonateur rayonnant microruban, on peut calculer son facteur Q. L'énergie moyenne stockée par la structure de résonance de l'antenne peut être à la fois l'énergie électrique et l'énergie magnétique. Celles-ci peuvent être exprimées en intégrales sur le volume d'antenne par exemple:

$$W_e = \frac{1}{4} \int_V \varepsilon |E|^2 dv \quad \text{IV.3}$$

$$W_m = \frac{1}{4} \int_V \mu |H|^2 dv \quad \text{IV.4}$$

Ou E et H sont des valeurs de champ électrique et magnétique respectivement.

IV.2.1. Les pertes et l'efficacité de l'antenne PIFA

En général, la valeur de Q du résonateur de la PIFA diminue en raison des pertes par rayonnement (perte utile), les pertes diélectriques et les pertes de conducteurs (les deux sont des pertes négatives):

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_r} + \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_c} \quad \text{IV.5}$$

Si les pertes dans la PIFA sont définies respectivement par P_r, P_d et P_c , L'expression du facteur Q (IV. 2) peut être réécrite comme:

$$Q = \frac{\omega(W_e + W_m)}{P_r + P_d + P_c} \quad \text{IV.6}$$

Par le principe de fonctionnement, la PIFA est un type a résonance d'antenne, par conséquent, son facteur Q n'a d'intérêt que lorsqu'il ya résonance. En d'autres termes, à la résonance, toutes les pertes de la PIFA, qui sont d'une manière générale complexes, sont considérées comme des actives pures, ayant leur composante réactive égale à zéro. En outre, à la résonance, les énergies stockées dans la PIFA sont les mêmes, ce qui donne:

$$Q = 2\pi f \frac{W_T}{P_r + P_d + P_c} \quad \text{IV.7}$$

Ou $W_T = 2W_e = 2W_m$

Alors que les pertes par rayonnement P_r sont calculées à partir des champs électromagnétiques loin de la zone, ou plus précisément de l'intégration du vecteur de Poynting, les pertes dans le diélectrique P_d et dans le conducteur P_c sont calculées à partir des champs électromagnétiques dans le côté de la cavité de la PIFA. Les expressions sont les suivantes:

$$p_r = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left(\int_V (E \times H^*) \cdot \vec{n} dV \right) = \frac{1}{2Z_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \left(|E_\theta|^2 + |E_\phi|^2 \right) r^2 \sin \theta d\theta d\phi \quad \text{IV.8}$$

Ou Z_0 est l'impédance de l'espace libre, et E_θ, E_ϕ sont les composantes du champ électrique dans la zone éloignée.

$$P_d = \pi f \varepsilon \tan \delta \iiint_V |E_z|^2 dv \quad \text{IV.9}$$

Ou f est la fréquence de résonance, ε la permittivité du substrat, $\tan \delta$ la tangente de perte du substrat diélectrique, E_z champ électrique à l'intérieur de la cavité.

$$P_c = R_s \iint_S |\vec{H}|^2 ds \quad \text{IV.10}$$

Ou R_s est la résistivité de la surface du patch conducteur, $\vec{H}$ le champ magnétique de la cavité.

Le rayonnement ou l'efficacité de l'antenne est le rapport entre la puissance apparente rayonnée et la puissance d'entrée par exemple:

$$\eta(\%) = \frac{P_r}{P_r + P_d + P_c} \times 100\% \quad \text{IV.11}$$

Cette formule peut être représentée en termes de résistances équivalentes du réseau correspondant, à savoir R_r, R_d et R_c . Le choix de la représentation de la formule de l'efficacité est dicté par la situation. L'efficacité donne des informations explicites concernant l'utilisation positive d'une antenne d'énergie EM. Habituellement, l'efficacité de rayonnement d'antennes microruban et la PIFA en particulier varie dans de larges limites entre 50-99%.

IV.2.2. Le facteur-Q de rayonnement de la PIFA

Le Facteur Q de rayonnement, comme il est une mesure fondamentale de l'utilisation positive d'une antenne de l'énergie EM est l'un des paramètres de conception les plus importants. Il s'agit d'un rapport entre la quantité totale d'énergie électromagnétique stockée dans une antenne et l'énergie rayonnée par cycle :

$$Q_r = 2\pi f \frac{W_T}{P_{rad}} \quad \text{IV.12}$$

L'énergie totale de l'antenne PIFA à la résonance peut se trouver de façon classique à partir de (IV.3) en intégrant le champ électrique à l'intérieur du volume de la cavité en (II.11):

$$W_T = 2W_e = 2 \frac{1}{4} \iiint_V \varepsilon |E|^2 dv = \frac{\varepsilon}{2} \iiint_V |-jE_0 \sin k_y y'|^2 dv = \frac{\varepsilon L W h E_0^2}{4} \quad \text{IV.13}$$

Ou ε, L, W, h sont les paramètres de la cavité de la PIFA et l'expression intégrale a été résolue en utilisant l'intégrale définie de [ibid.].

L'intégrale du flux de puissance (vecteur de Poynting) dans (IV.8) peut être plus facile à résoudre numériquement.

IV.2.3. Le facteur Q du diélectrique de la PIFA

Le facteur Q du diélectrique de la PIFA est une mesure de l'utilisation négative de l'antenne de l'énergie EM causée par des courants de polarisation dans le diélectrique. Il s'agit d'un rapport entre la quantité totale d'énergie électromagnétique stockée dans l'antenne et l'énergie dissipée dans le diélectrique par cycle :

$$Q_d = 2\pi f \frac{W_T}{P_d} \quad \text{IV.14}$$

Insertion (IV.9) dans (IV.14) révèle une très simple relation:

$$Q_d = \frac{1}{\tan \delta} \quad \text{IV.15}$$

La simplicité de ce résultat est due au fait que l'intégrale dans (IV.13) pour W_e s'annule avec l'intégrale identique à (IV.9) de P_d . Par conséquent, ce résultat peut être appliqué à la Q_d pour un mode de résonance de l'antenne PIFA arbitraire.

IV.2.4. Le facteur Q du conducteur de la PIFA

Le facteur Q du conducteur de la PIFA est une mesure de l'utilisation négative de l'antenne de l'énergie électromagnétique en raison des fuites des courants de surface conductrice dans les plaques métalliques de la cavité de la PIFA. Il s'agit d'un rapport entre la quantité totale d'énergie électromagnétique stockée dans l'antenne et l'énergie dissipée dans les conducteurs par cycle:

$$Q_c = 2\pi f \frac{W_T}{P_c} \quad \text{IV.16}$$

En utilisant (IV.10) et en effectuant l'intégration dans toutes les parois métalliques de la cavité comme par rapport à la structure du champ magnétique à l'intérieur de la cavité, enfin on obtient :

$$Q_c = \frac{h}{\delta_s} = h\sqrt{\pi f \mu_0 \sigma}$$

Où $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ perméabilité du vide, $\sigma, \text{ S/m}$ (20°C) la conductivité des plaques métal de la cavité.

Après avoir trouvé tous les contributeurs du facteur-Q de la PIFA, il est possible de calculer le facteur Q totale de l'antenne. Comme on peut le voir d'après les expressions ci-dessus, le facteur Q est un paramètre de performance assez complexe et il dépend de nombreuses variables et les caractéristiques de l'antenne. Il est également intéressant de connaître la dépendance du facteur Q de la PIFA sur la permittivité diélectrique du substrat à la hauteur de la cavité de l'antenne en tant que paramètre.

IV.3. La limite du facteur- Q et la bande passante de la PIFA

L'importance du facteur Q pour une antenne résonnante peut être vue à partir de la relation ci-dessous:

$$Q = \left(\frac{1}{k^3 a^3} + \frac{1}{ka} \right) \quad \text{IV.18}$$

Cette relation fondamentale fournit le Q minimal qui peut être obtenu pour une antenne électriquement petite par rapport au plus petit volume sphérique avec un rayon qui peut entourer l'antenne (en plus de son image). En d'autres termes, cette formulation constitue une borne inférieure sur le Q pouvant être éventuellement obtenu par une antenne réalisable.

Une antenne électriquement petite est définie de telle sorte que son volume sphérique est plus petite qu'une radianshpere, ou:

$$ka < 1$$

IV.19

Elle se caractérise par une résistance de rayonnement qui est plus petite que sa réactance et par un modèle de champ lointain qui est indépendant de la taille de l'antenne.

Il a également été démontré que la taille d'une antenne électriquement petite diminue, sa résistance de radiation (et réactance) diminue par rapport aux pertes ohmiques dans la structure. Cela rend difficile de transférer la puissance à partir du générateur à l'antenne et vice versa, comme des changements de fréquence. Une antenne avec ces caractéristiques est considérée avoir un Q élevé. En d'autre termes un Q élevé signifie que l'impédance d'entrée est plus sensible à des changements petits de fréquence.

Une antenne électriquement petite se comporte comme un simple dipôle électrique ou magnétique infinitésimal. En outre, [36] a montré qu'un type de dipôle de champ rayonné impliquait le Q le plus petit possible (IV.18). Le dipôle électrique a principalement l'énergie électrique qui est stockée, alors que pour le dipôle magnétique l'énergie stockée est principalement dans des champs magnétiques. Cependant, les résultats ne changent pas car les champs électromagnétiques sont doubles.

Il est également intéressant de combiner les champs TE et TM dans un système et d'évaluer le Q depuis différents systèmes d'antenne qui ont leur énergie stockée dans les deux champs électriques et magnétiques. Il a également été montré dans [38] que dans ce cas:

$$Q_{TM+TE} = \left(\frac{1}{2k^3 a^3} + \frac{1}{ka} \right)$$

IV.20

Les deux formules ci-dessus (IV.18) et (IV.20) servent de référence fondamentale dans les systèmes d'antenne qui peuvent être abordés, mais pas dépassés. Ces deux équations sont tracées dans la Figure IV.1 avec le Q calculé dans ce travail pour la PIFA et plusieurs autres types d'antennes. Une antenne pratique aura un Q plus grand que celui de (IV.18) ou (IV.20). Le Q augmentant avec la diminution de la

taille de l'antenne implique une limitation fondamentale sur la largeur de bande passante utilisable d'une antenne électriquement petite.

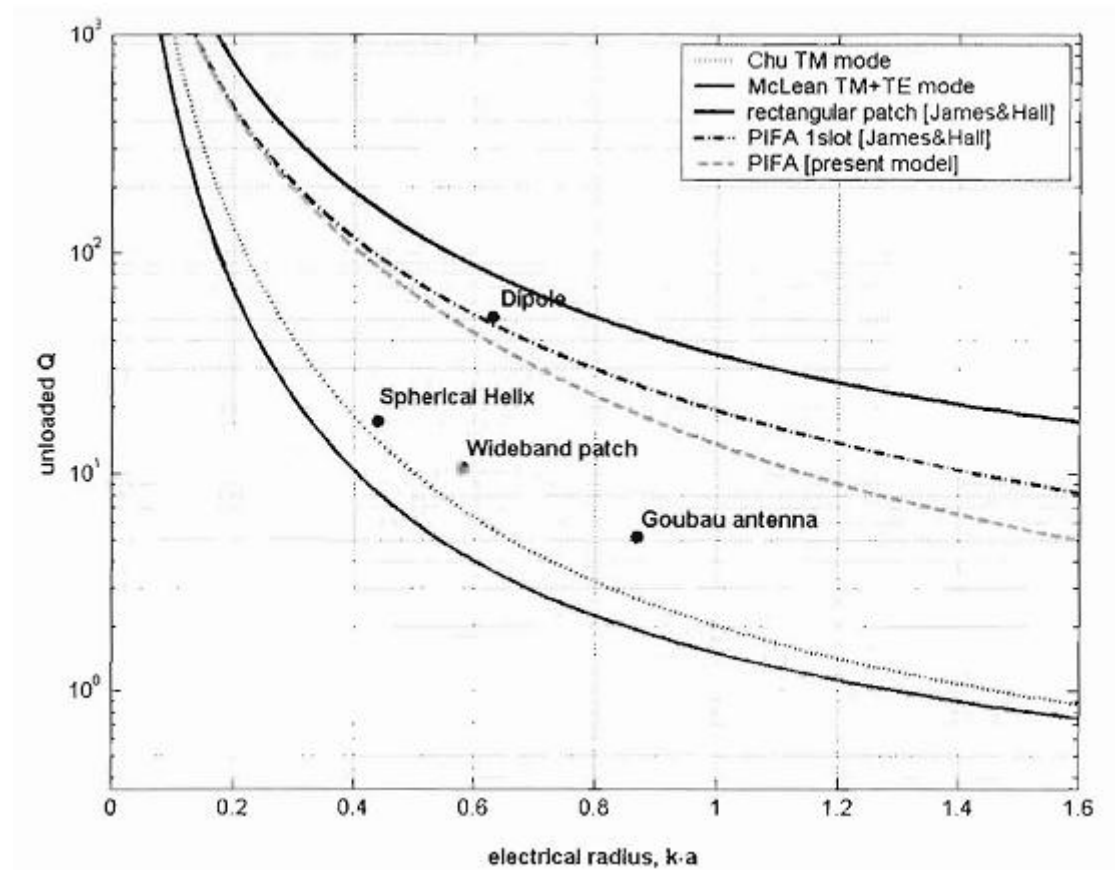


Figure IV.1 : Q décharge minimale de petites antennes électriquement selon un mode dipôle et les deux modes d'excitation égaux, en fonction du rayon enveloppant.

Le facteur Q des quatre antennes fournies sur le terrain pour une comparaison, a été calculé par différents auteurs. Pour une antenne identifiée, le Q déchargé se trouve à peu près à partir de la charge mesurée Q (antenne elle-même, plus réseau d'adaptation) comme suit:

$$Q_U = 2Q_L$$

IV.21

En outre, les courbes théoriques sont tracés dans l'hypothèse d'une efficacité de 100% de l'antenne, tandis que les dispositifs d'antenne mesurés réels n'atteignent jamais la parfaite efficacité de l'opération. Dans ce cas, les courbes de limites théoriques peuvent être multipliées par le facteur d'efficacité, ce qui porte les courbes en bas et à gauche pour une comparaison équitable.

Néanmoins, les valeurs théoriquement prédites du facteur Q de la PIFA sont très importantes car ils fournissent des informations sur les caractéristiques de résonance de la PIFA. Il peut être vu à partir des parcelles généralement, la PIFA possède le facteur Q inférieur à l'antenne patch carré correspondant. L'influence des fentes latérales rayonnantes ressort de la comparaison de la fente et les modèles de la cavité à trois fentes. Les résultats d'un modèle de la cavité à fente simple et unique sont jugés proches de ceux obtenus pour un dipôle mince de moindre perte, qui est attendu puisque le courant magnétique de fin de fente de fin unique est le double du dipôle.

La bande passante d'une antenne généralement est définie comme une plage de fréquence spécifique, dans laquelle : les caractéristiques de performance spécifique de l'antenne sont conformes à un certain niveau. La PIFA en tant que membre de la classe d'antenne microruban est un dispositif fortement résonnant. Classiquement, il est l'impédance de la PIFA, pas le modèle du champ lointain, sert de limite à sa bande passante. Lorsque l'antenne micro-ruban est adaptée à la structure d'alimentation, la perte de discordance au large de la résonance de l'antenne est généralement décrite par la tension du rapport d'onde stationnaire ROS. La valeur maximale tolérée du ROS définit alors la bande passante de l'antenne:

$$BW = \frac{100(VSWR - 1)}{Q_T \sqrt{VSWR}} \% \quad \text{IV.22}$$

Cette formule définit la largeur de la bande passante utilisable (en pourcentage de la fréquence de résonance) en relation avec le facteur Q total de l'antenne, pour le $ROS \geq 1$, mais inférieur à la valeur déterminée. Par exemple, pour $ROS = 2$, qui est une norme commune, l'équation ci-dessus ressemblera à ceci:

$$BW = \frac{100}{Q_T \sqrt{2}} \% \quad \text{IV.23}$$

Il s'agit d'une définition la plus largement acceptée de la bande passante d'une antenne, mais certains auteurs pourraient définir la bande passante d'une antenne comme une simple réciproque du total de son Facteur Q^{1/Q_T} .

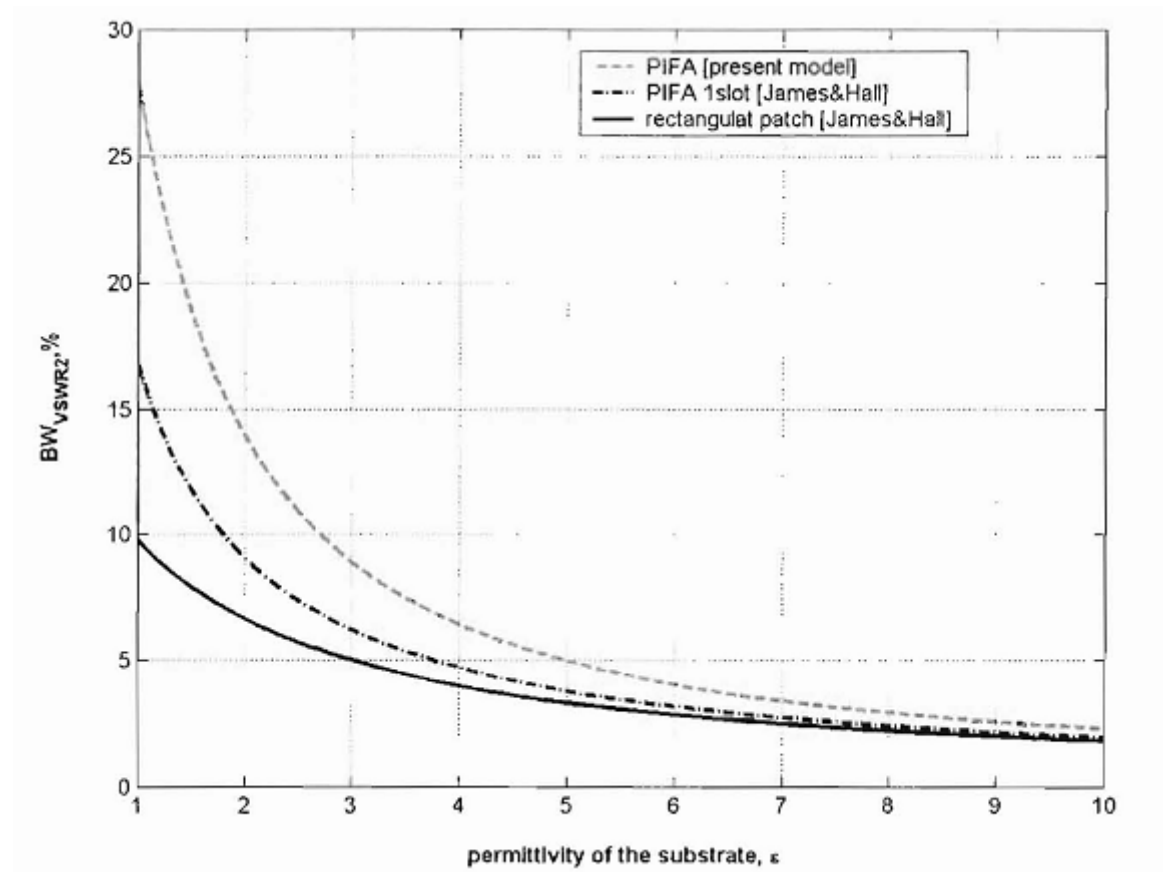


Figure IV.2: Le ROS de l'antenne PIFA= 2 largeur de bande par rapport à la permittivité du substrat en fonction des résultats de modèles différents.

La hauteur de la cavité $h = 7,5$ mm

En utilisant le ROS du Q de la PIFA = 2 la bande passante est tracée en fonction des différentes valeurs de permittivité du substrat de la PIFA dans Figure IV.2. Un substrat ayant une permittivité élevée réduit la dimension électrique de l'antenne, ou en d'autres termes, réduit sa fréquence de résonance. La figure montre la réduction de la bande passante associée, qui est un compromis fondamental dans la conception d'antenne compacte. La PIFA est supposée être adaptée afin d'interpréter la mesure du ROS. Mais en pratique, une impédance d'adaptation correspond à 50 ohms en alimentation coaxiale située sur la ligne centrale de la PIFA serait peu probable pour la gamme des permittivités du substrat représenté, de manière stricte, un réseau de moindre perte est supposé pour cette figure. Enfin, il faut noter que la sphère inscrite n'est pas une mesure idéale du volume pour toutes les antennes patch, et surtout pas pour les panneaux minces pour les murs ou pour les plafonds. Néanmoins, il sert encore comme une mesure de compacité utile.

En outre, il a été constaté expérimentalement, que le présent modèle de la cavité offre le meilleur accord avec les données expérimentales que le modèle de la PIFA simple à une fente, ce qui est attendu, puisque le modèle simple ne tient pas compte du rayonnement des fentes latérales de la PIFA.

IV.4.L'impédance d'entrée de la PIFA

Dans cette section, l'impédance d'entrée de la PIFA en fonction de la position d'alimentation sera étudiée en utilisant le modèle de la cavité avec les résultats numériques et expérimentaux.

Selon le modèle de la cavité, l'impédance d'entrée Z_{in} , peut être estimée en utilisant à la fois le diagramme de rayonnement des champs lointains et les champs électromagnétiques de la cavité résonnante comme il a été décrit dans [21] pour une antenne patch rectangulaire.

L'impédance d'entrée d'une antenne microruban peut être trouvée comme suit:

$$Z_{in} = \frac{0.5V_0V_0^*}{P_T + j2\omega(W_e + W_m)}$$

Ou

$$P_T = P_{rad} + P_c + P_d,$$

Est la puissance totale dissipée par l'antenne ; P_{rad} : la puissance rayonnée par l'antenne; P_c : pertes ohmiques (conducteur) dans l'antenne, et P_d : pertes dans le diélectrique de la cavité.

Le W_e et W_m été définie précédemment dans (IV.3) et (IV.4), respectivement, ainsi que P_{rad} , P_d et P_c ; étaient en (IV.8) - (IV.10) respectivement. Aussi la tension de bord de patch est:

$$V_0 = hE_z \quad \text{IV.26}$$

L'impédance d'entrée de l'antenne PIFA peut être numériquement calculée à partir des expressions ci-dessus à l'aide de Matlab et les expressions correspondantes pour les champs électromagnétiques a l'intérieur de la cavité de la PIFA pour (II.11) et (II.17).

Il ressort clairement de ces expressions ci-dessus que l'impédance d'entrée Z_{in} de la PIFA, sera en fonction de la position d'alimentation sur toute la longueur du centre de l'antenne, car le champ E_z est une fonction sinusoïdale. Cela a été noté par [35,40] pour les patches rectangulaires et il est supposé être vrai pour le cas de la PIFA. Toutefois, dans la mesure où l'auteur a connaissance, il n'existe pas de théorie ou de données présentes pour prédire l'impédance d'entrée de la PIFA hors de l'axe central de la PIFA.

Ici, et plus tard dans la partie consacrée au modèle de la ligne de transmission, un effort sera fait pour combler cette lacune. Dans cette section, les données prédites par le modèle de la cavité, seront comparées avec les expérimentales ainsi que les résultats numériques fournis par la méthode des moments et des solveurs électromagnétiques FDTD.

Un ensemble de courbes d'impédance d'entrée de la PIFA rectangulaire par rapport à une position d'alimentation normalisée est représentée sur la Figure IV. 3 (dévidage central locus) et Figure IV.4 (locus fente latérale). La gamme des graphes représentant des positions d'alimentation à partir de la plaque du court-circuit ($L = 0$) au bord de la fente ouverte de la PIFA ($L = \lambda/4$).

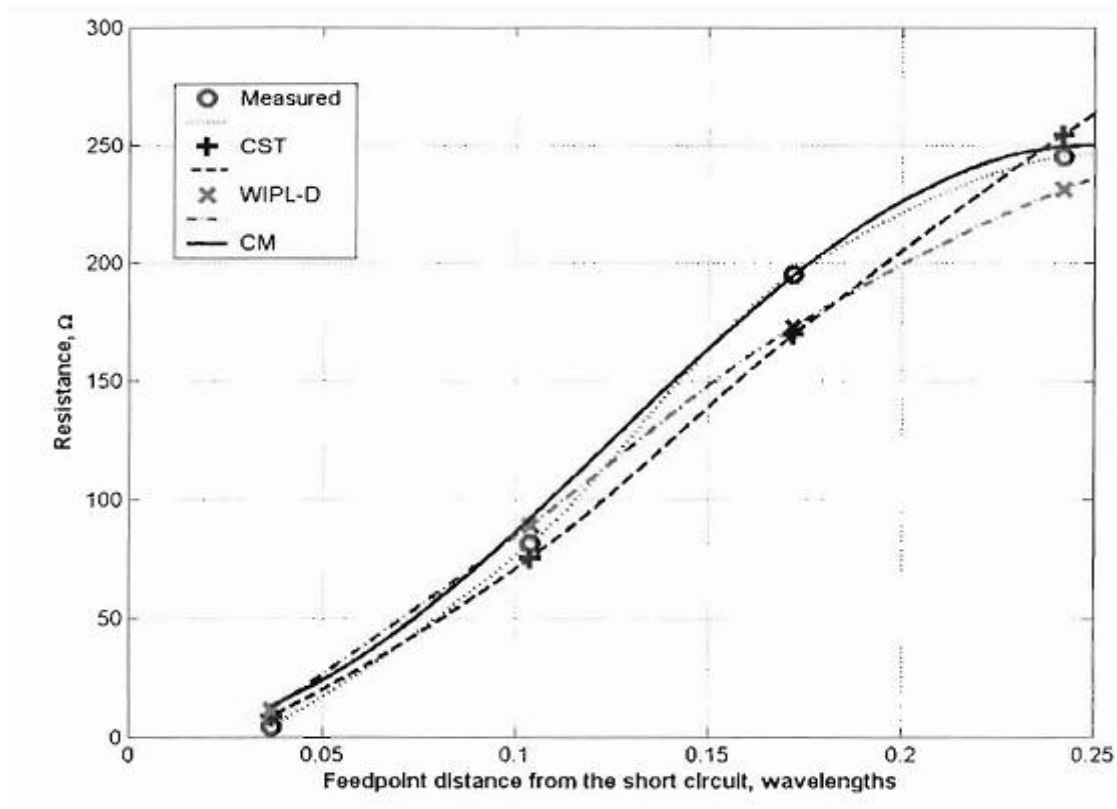


Figure IV.4: l'impédance d'entrée de la PIFA rectangulaire alimentée en un point quelconque le long de la longueur de son centre: modèle de la cavité, les résultats expérimentaux, CST FDTD solutionneur et Méthode WIPL-D des moments solutionneurs.

Tout le long de cette enquête, les résultats de l'impédance d'entrée de la PIFA ont été pris à la fréquence à laquelle la résistance d'entrée maximum est atteinte. En outre, pour les fins de cette étude, un prototype de la PIFA rectangulaire a été fabriqué et son impédance d'entrée a été largement mesurée. Ce prototype a ensuite été modélisé dans CST solutionneur électromagnétique commercial micro-ondes en utilisant la méthode FDTD et WIPL-D EM logiciel de modélisation utilisant sa méthode de moteur de moments. Aucune optimisation a été faite sur les autres prototypes, quelle que soit leur fréquence de résonance, la bande passante, gain, etc. Dans les deux solutionneurs EM mentionnés ci-dessus, les ports d'alimentation de base ont été utilisés.

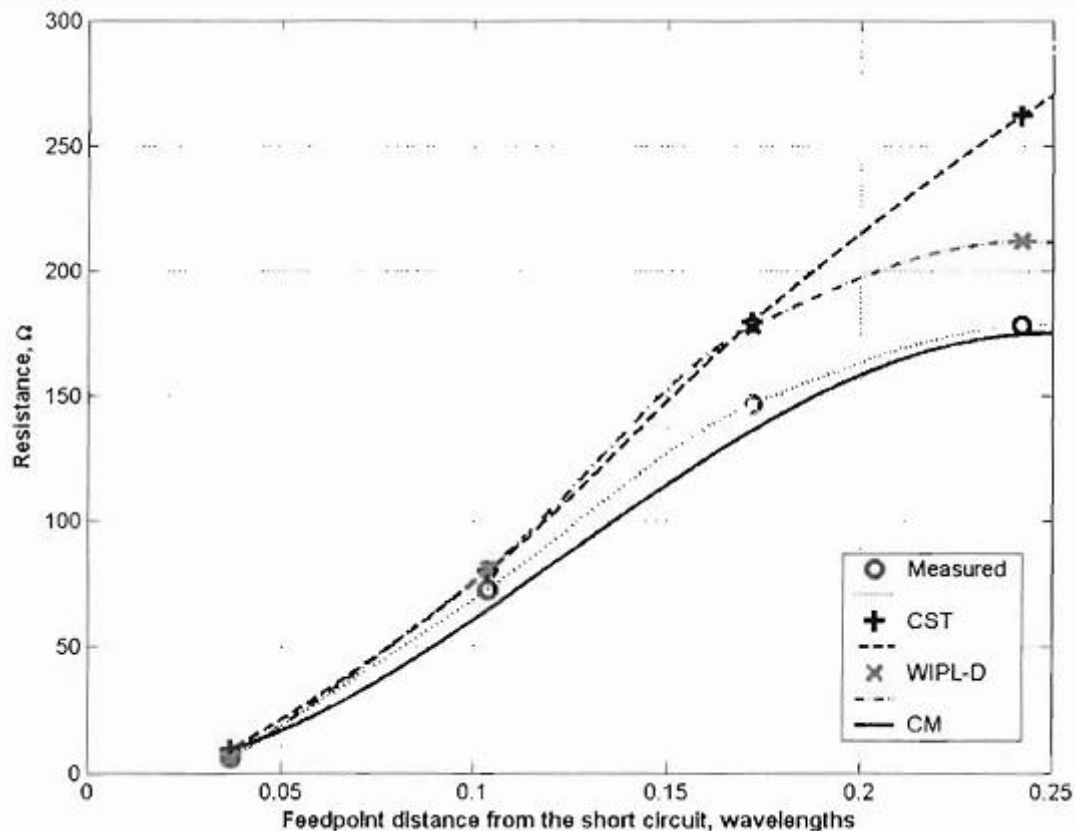


Figure IV.4 : L'impédance d'entrée de la PIFA alimentée en un point quelconque le long de la longueur de sa fente latérale: modèle de la cavité, résultats expérimentaux, solutionneur CST FDTD et la méthode WIPL-D des moments solutionneurs.

Comme on peut le voir sur le terrain Figure IV.3, le modèle de la cavité fournit une bonne prédiction sur le comportement de la résistance d'entrée de la PIFA rectangulaire le long de son centre. La forme de la courbe d'impédance d'entrée mesurée est évidemment proche de celle de la fonction type cosinus carré fournie par le modèle théorique de la cavité. Les deux solutionneurs EM fournissent d'assez bons résultats en termes de prédiction de l'impédance d'entrée de la PIFA rectangulaire en son centre. Les points de données expérimentales et simulées ont été interpolés en Matlab utilisant l'interpolation de spline cubique.

La Figure IV.4 montre que l'accord des données numériques avec les données mesurées se dégrade aux fentes latérales. Ici, un éclairage non uniforme modélisé à partir d'un cosinus sur un modèle de piédestal peut fournir un bon accord avec les mesures. Par ailleurs, la prédiction théorique de l'impédance d'entrée de la PIFA en utilisant le modèle de la cavité multiplié par un facteur de piédestal de $C = 0.7$ fournit un très bon accord avec les données mesurées.

IV.5.Polarisation de la PIFA

La polarisation d'une antenne arbitraire est détectée à partir de l'onde plane transmise par l'antenne. La PIFA est une antenne polarisée linéairement.

Cependant, il est possible de trouver certaines directions angulaires pour lesquelles, les composants inversement polarisés ou Co-polarisés d'une onde électromagnétique rayonnée par la PIFA ont des amplitudes presque identiques, ce qui signifie que pour ces directions le rayonnement polarisé circulairement (CP) de la PIFA est réalisable.

Le sens de la polarisation de CP a été une source de confusion permanente entre l'antenne et les communautés de propagation, de sorte que les définitions utilisées ici sont brièvement examinées afin d'éviter toute ambiguïté. Selon la norme IEEE [41], le sens de CP est déterminé visuellement en regardant le plan de polarisation, qui contient le vecteur du champ électrique transversal, avec la direction de la vague se déplaçant loin de l'observateur. En un point fixe dans l'espace, si la pointe du vecteur tourne dans le sens horaire en fonction du temps, l'onde est polarisée à droite (D). Par rotation anti-horaire, elle est polarisée à gauche (G). Si la dépendance du temps est prise comme étant $e^{j\omega t}$ ou $e^{-j\omega t}$, puis la RHCP et LHCP sont inversées réciproquement.

On utilise la représentation vectorielle complexe [42], et en supposant RHCP est la Co-polarisation, les vecteurs unitaires complexes associées aux deux états de polarisation CP orthogonales, c'est Co-polarisation (RHCP) et la polarisation croisée (LHCP), sont les suivants:

$$\vec{e}_{co} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left((\sin \varphi + j \cos \varphi) \vec{\theta} + (\cos \varphi - j \sin \varphi) \vec{\phi} \right) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-j\varphi} (\vec{\theta} - j \vec{\phi}) \quad \text{IV.27}$$

$$\vec{e}_{cr} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left((\sin \varphi - j \cos \varphi) \vec{\theta} + (\cos \varphi + j \sin \varphi) \vec{\phi} \right) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{j\varphi} (\vec{\theta} + j \vec{\phi}) \quad \text{IV.28}$$

Si LHCP est la Co-polarisation, donc ces vecteurs sont interchangeables.

Le rapport de polarisation circulaire (CPR) est diversement utilisé dans la littérature comme étant le rapport des puissances ou des amplitudes. Le CPR, ρ_c , est défini comme l'amplitude de la RHCP sur celui de la LHCP, à la suite de [43] à la norme IEEE [41].

Le CPR, défini à l'échelle dB, est lié à l'amplitude CPR, ρ_c , en utilisant la formule suivante:

$$R = \begin{cases} \rho_c & \text{si RHCP est la co - polarisation} \\ 1/\rho_c & \text{si LHCP est la co - polarisation} \end{cases} \quad \text{IV.29}$$

Enfin, Cp et R sont liés à la métrique traditionnelle de la pureté de la polarisation circulaire, le rapport axial, A, en utilisant le [41] et [42], respectivement:

$$A = \frac{\rho_c + 1}{\rho_c - 1} \quad \text{Ou } |A| = \frac{1+R}{1-R} \quad \text{IV.30}$$

Par conséquent, une meilleure pureté de polarisation se traduit par une faible valeur du CPR ou une magnitude de rapport axial qui est proche de 1.

La main gauche (LHCP) et la droite (RHCP) les modes de polarisation circulaire sont calculés à partir des composantes du champ lointain de la PIFA selon les formules suivantes:

$$E_{LHCP} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\left(\text{Re}(E_\theta) + \text{Im}(E_\varphi)\right)^2 + \left(\text{Im}(E_\theta) - \text{Re}(E_\varphi)\right)^2} \quad \text{IV.31}$$

$$E_{RHCP} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\left(\text{Im}(E_\theta) + \text{Re}(E_\varphi)\right)^2 + \left(\text{Re}(E_\theta) - \text{Im}(E_\varphi)\right)^2} \quad \text{IV.32}$$

Le rapport des axes a été trouvé à partir des composants mentionnés ci-dessus comme suit:

$$AR = \sqrt{\frac{|E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2 - |E_\theta + E_\varphi|^2}{|E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2 + |E_\theta + E_\varphi|^2}} \quad \text{IV.33}$$

À titre d'exemple, les modèles CP du modèle de la cavité à trois fentes, normalisés à leurs gains maximums respectifs, sont présentés dans le Figure IV.5 avec des résultats de mesures numériques et physiques.

Comme on peut le voir sur les figures, les modèles du modèle de la cavité diffèrent des résultats expérimentaux que pour des angles d'élévation inférieurs où le plan de masse fini commence à influencer la tendance. Un très bon accord entre les résultats expérimentaux et ceux simulés par CST est également évident (généralement les modèles de l'analyse numérique sont précis due à l'effet d'annulation d'erreurs dans les éléments finis du courant).

Il ya des directions de CP très pur à $\pm 45^\circ$ en dehors du côté large, où les deux mains opposées dans les différentes directions symétriques. Ce comportement de CP est une conséquence intéressante des fentes latérales et ne se produit pas pour le patch carré.

Dans le plan YZ les modèles LHCP et RHC de la PIFA sont identiques (voir Figure IV.5). Il est attendu car dans ce plan de symétrie, la polarisation doit être linéaire, de sorte que ces modèles représentent également les modèles de LP (avec un facteur de mise à l'échelle de -3dB). L'asymétrie illustre l'asymétrie inhérente à la PIFA.

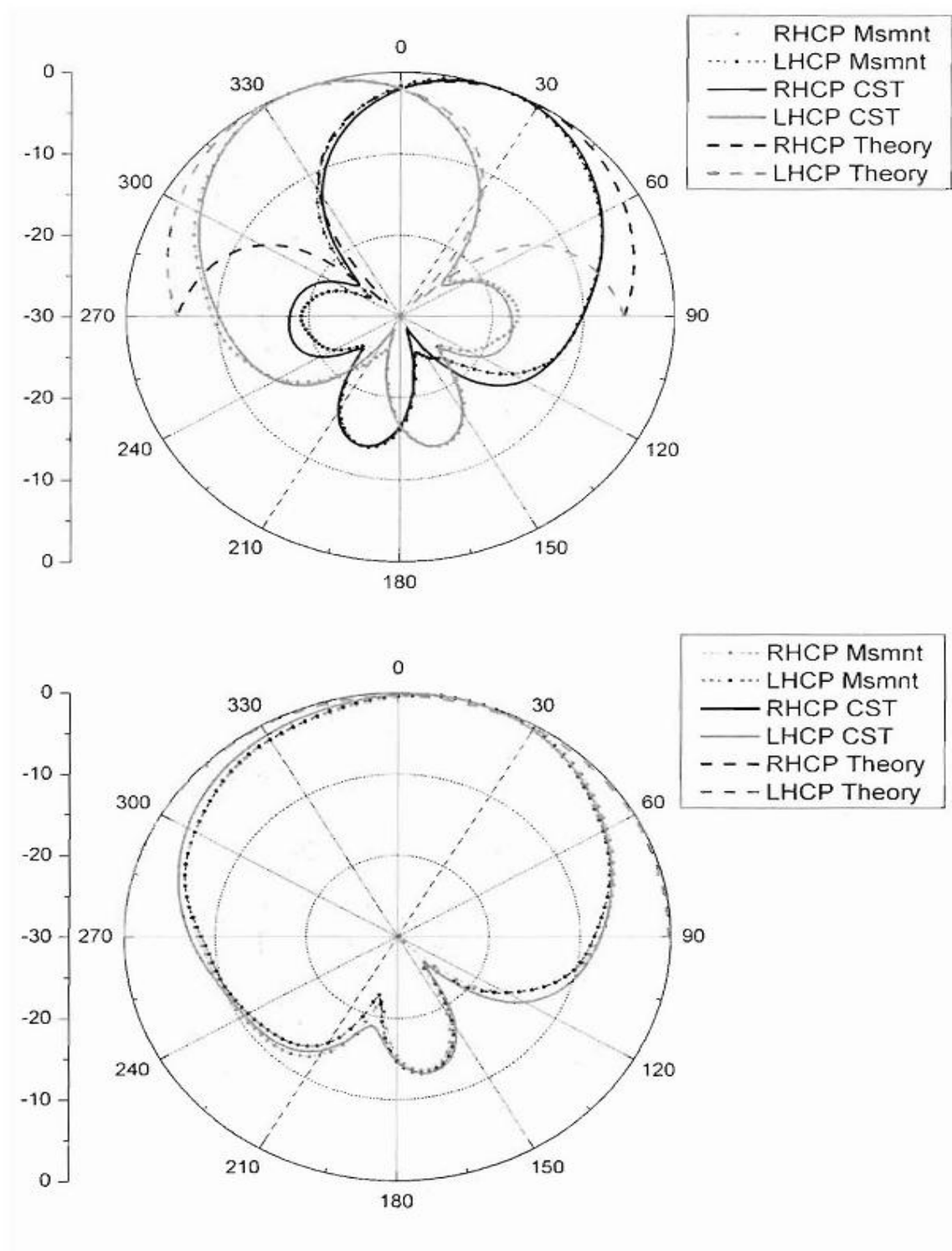


Figure IV.5 : XZ (en haut), YZ (en bas) les modèles CP pour un exemple de la PIFA rectangulaire ($W = \lambda/2$, $L = \lambda/4$). Les résultats numériques et expérimentaux sont pour la PIFA avec :

l'épaisseur du substrat 1mm, l'épaisseur de la plaque métallique $t = 1,7\text{mm}$, $W = 146\text{mm}$, $L = 78\text{mm}$. La taille du plan de masse: $400 \times 300\text{mm}$ ($W \times L$).

Les modèles de rapport axial (RA) en 3D de la PIFA à la fois sur des plans de masses finis et infinis sont présentés dans Figure IV.6 et Figure IV.7 respectivement. Les parcelles donnent une idée de la conduite de CP pour les cas de plan de masse fini et infini. La forme et la taille du plan de masse jouent un rôle dans le détail de polarisation, comme il est connu pour les patches circulaires à polarisation circulaire. Le comportement de CP soulève la possibilité d'utiliser la PIFA pour les tableaux CP avec des directions fixes.

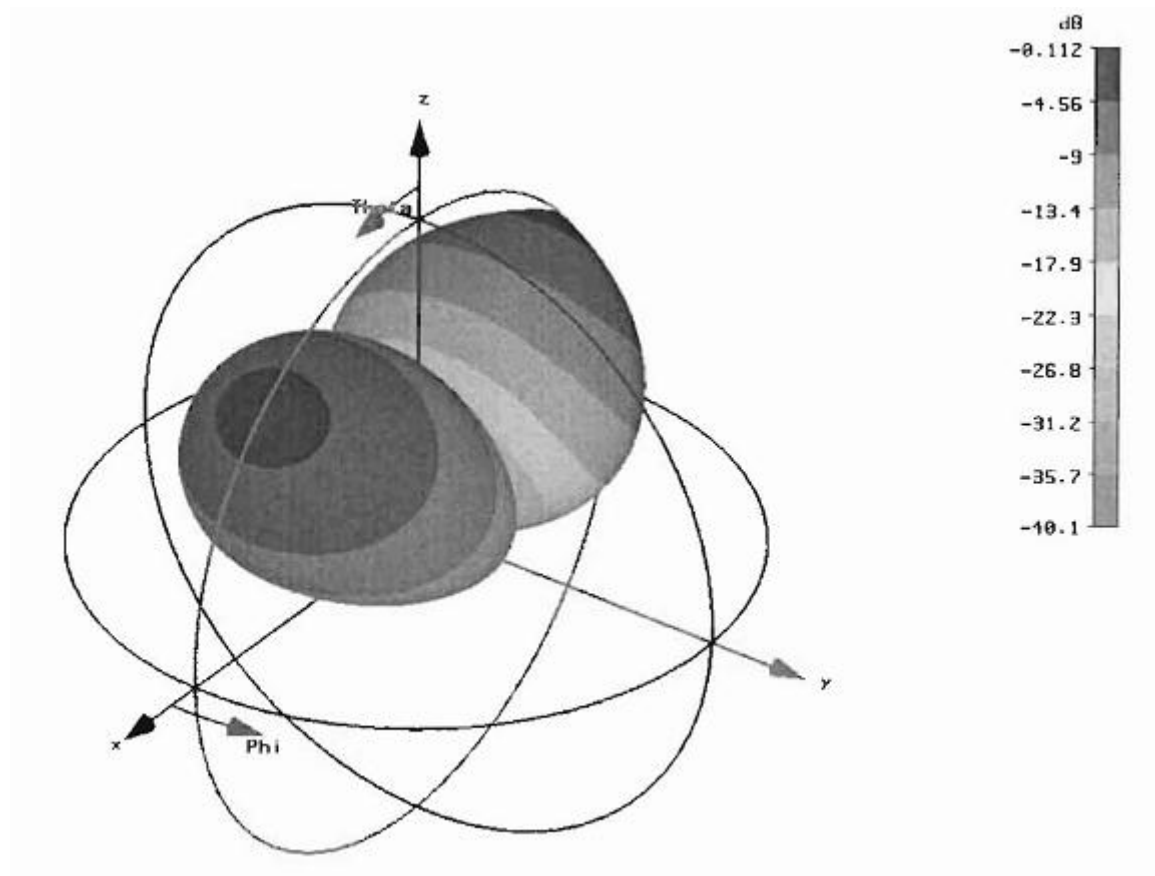


Figure IV.6: La PIFA rectangulaire sur un plan de masse infini de rapport axial CP pour une sphère spatiale intégrale de rayonnement en 3D. CST résultats FDTD.

La figure IV.8 montre également que pour le seul mode RPIFA et SCPIFA sur les plans de masses infinis, le plus pur CP est atteint dans les deux secteurs angulaires de côté larges. Il peut également être noté à partir des parcelles que les deux antennes possèdent des propriétés de polarisation presque identiques, ce qui est attendu, puisque le comportement de leurs champs lointains prédit est également très similaire.

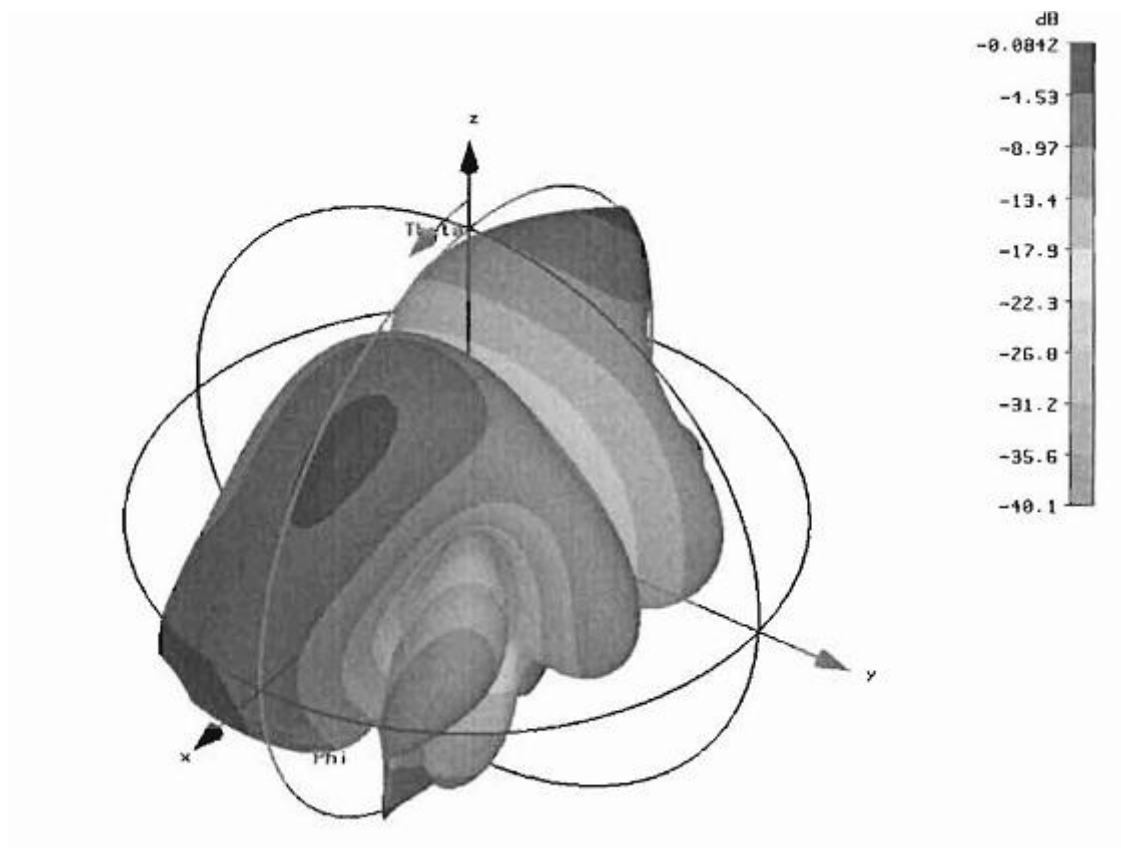


Figure IV.7: la PIFA rectangulaire sur un plan de masse fini CP de rapport axial d'une sphère spatiale complète de rayonnement en 3D.

La figure IV.9 montre que, pour le seul mode RPIFA et SCPIFA dans un plan de masse fini, le plus pur PC est également atteint à la direction de coté large. Cependant, il est évident sur les photos, que la pureté CP est plus répartie à travers le volume sphérique de rayonnement, qui est causée par les effets de diffraction d'un plan de masse fini.

Il peut également être noté dans les parcelles que les deux antennes possèdent des propriétés de polarisation presque identiques, sauf pour la différente forme de plans de masse, ce qui entraîne des différences mineures dans les modèles de rapports axiaux CPR.

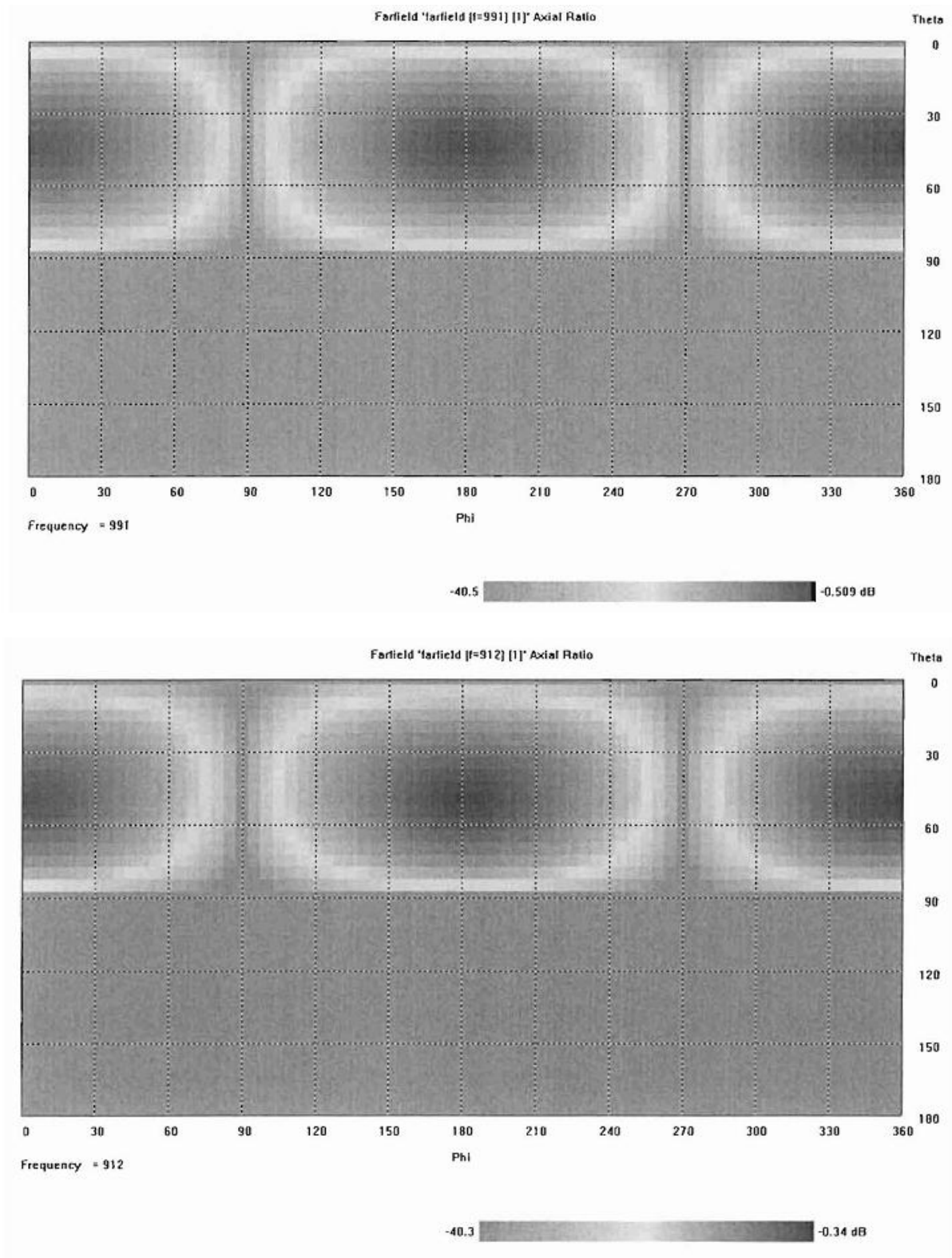


Figure IV.8: la PIFA rectangulaire (en haut) et la PIFA semi-circulaire (en bas) sur des plans de masses infinis des rapports axiaux pour une sphère spatiale complète de rayonnement en 2D. CST résultats FDTD.

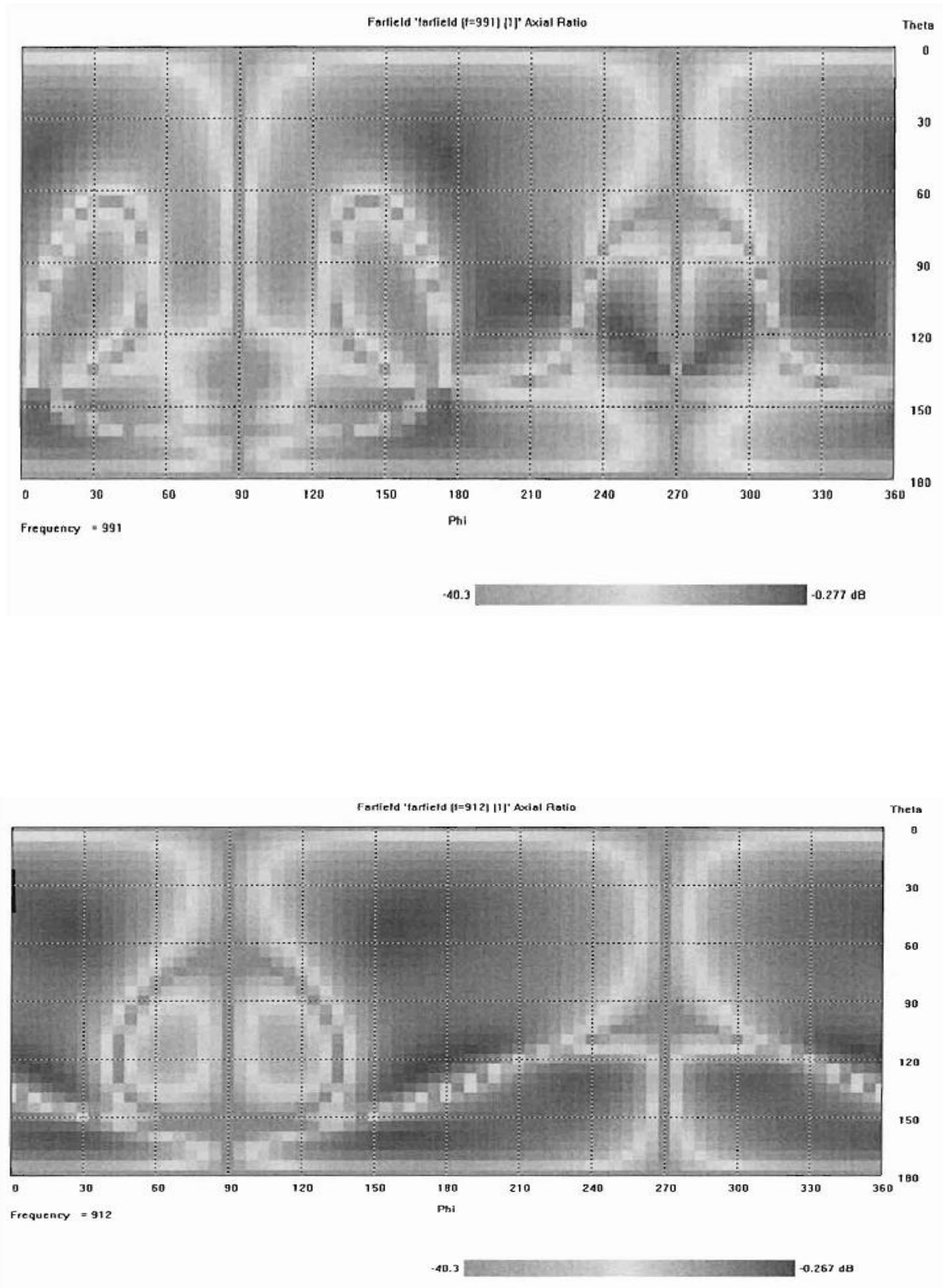


Figure IV.9: la PIFA Rectangulaire (en haut) et la PIFA semi-circulaire (en bas) sur des plans de masse finis des rapports axiaux pour une sphère spatiale complète de rayonnement en 2D. CST résultats FDTD.

Néanmoins, dans les réseaux d'antennes multi-éléments, et d'autres scénarios pratiques avec des tailles importantes du plan de masse, l'antenne n'est pas tenue de couvrir toutes les directions, y compris celles sur le plan de masse. Au lieu de cela, le modèle de configuration n'est nécessaire que pour couvrir un secteur de balayage limité autour du côté large. Cela est bénéfique car comme il a été montré dans ce qui précède, un plan de masse fini affecte la précision du modèle de la PIFA à angles faible d'altitude.

Conclusion générale

Dans notre travail, nous avons étudié l'antenne patch et on a déterminé le champ électromagnétique rayonné dans la zone au champ lointain par cette antenne, nous nous sommes intéressées à l'étudier par le modèle de la cavité, pour déterminer la fréquence de résonance, les densités de courant électrique et magnétique respectivement, et la représentation des champs et les courants sur le patch.

La plupart des conceptions de la PIFA utilisent l'expérimentation numérique pour obtenir une conception de base. Cependant, le modèle de la cavité et la méthode de la ligne de transmission sont encore avantageux en termes de temps de calcul d'analyse et ils offrent aussi des perspectives différentes sur le mécanisme de fonctionnement de la PIFA.

Donc la PIFA rectangulaire a été étudiée à l'aide de sa cavité à trois fentes respectives et au modèle de la ligne de transmission. L'influence notable d'inclure les fentes latérales de la PIFA est évidente à partir de la forme du motif, de la polarisation et de l'impédance d'entrée. La PIFA produit les deux polarisations circulaires et c'est extrêmement pur dans les deux mains respectives dans leurs directions spécifiques.

La PIFA rectangulaire a un Q inférieur par rapport au Patch carré analogue. Le modèle de la ligne de transmission a révélé que l'impédance d'entrée de la PIFA peut être prédite avec précision à travers sa zone de raccordement à l'espace d'environ 0,15 de longueurs d'ondes à partir de la ligne centrale de la largeur. La contrainte pour la précision de fréquence est la précision de la susceptance de bord, ainsi qu'un problème persistant, de sorte que les modèles du courant de ceux-ci ont été examinés.

ANNEXES

1-Équation de Maxwell en général:

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\vec{M} - j\omega \vec{B}$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{J} + j\omega \vec{D}$$

$$\text{div} \vec{D} = \rho$$

$$\text{div} \vec{B} = \rho_m$$

La définition d'un vecteur en coordonnées rectangulaires :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{A} = \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) \vec{i} + \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) \vec{j} + \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \vec{k}$$

Pour la source milieu libre, isotrope et homogène, les équations de Maxwell sont :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -j\omega \vec{H}$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = j\omega \vec{E}$$

$$\text{div} \vec{D} = \text{div} \epsilon \vec{E} = 0$$

$$\text{div} \vec{B} = 0$$

2-Les Conditions aux limites

$$\vec{n} \cdot (\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \rho_s$$

$$\vec{n} \cdot \vec{B}_2 = \vec{n} \cdot \vec{B}_1$$

$$(\vec{E}_2 - \vec{E}_1) \wedge \vec{n} = \vec{M}_s$$

$$\vec{n} \wedge (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{J}_s$$

Ou

$\vec{n}$: Vecteur unitaire normal

$\vec{D}$: Courant électrique de déplacement

ρ_s : Densité surfacique de charge

$\vec{B}$: Induction magnétique

$\vec{E}$: Champ électrique

$\vec{M}_s$: Densité de courant magnétique

$\vec{H}$: Champ magnétique

2-1. Dans les murs électriques

Les conditions aux limites pour des conducteurs électriques parfaits s'obtiennent comme suit :

$$\vec{n} \cdot \vec{D} = \rho_s$$

$$\vec{n} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{E} \wedge \vec{n} = 0$$

$$\vec{n} \wedge \vec{H} = \vec{J}_s$$

2-2. Dans les murs magnétiques

Les conditions aux limites pour des conducteurs magnétiques parfaits s'obtiennent comme suit :

$$\vec{n} \cdot \vec{D} = 0$$

$$\vec{n} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{n} \wedge \vec{E} = -\vec{M}_s$$

$$\vec{n} \wedge \vec{H} = 0$$

3-Les coordonnées sphériques

$$\vec{r} = \sin \theta \cos \varphi \vec{i} + \sin \theta \sin \varphi \vec{j} + \cos \theta \vec{k}$$

$$\vec{\theta} = \cos \theta \cos \varphi \vec{i} + \cos \theta \sin \varphi \vec{j} - \sin \theta \vec{k}$$

$$\vec{\varphi} = -\sin \varphi \vec{i} + \cos \varphi \vec{j}$$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] PETITES ANTENNES (communication sans fil et terminaux) sous la direction de Jean-Marc Laheurte (CI 198)
- [2] Conception assistée par ordinateur des antennes filaires avec le logiciels NEC-WIN BASIC & NEC-LAB de Mr. DJAHMOUM Kamel en 2011 d'UMM T.O (ING/ELN46).
- [3] Etude des antennes à ouvertures rayonnantes de M^{elle}.ROUIFED Chahira en 2011 d'UMM T.O
- [4]Réalisation d'une antenne patch alimentée par ouverture, Université de la Réunion en 2008
- [5]Les antennes théorie et pratique emission et reception de Mr.André DUCROS-F5AD (CI 353)
- [6] Technique de l'ingénieur
- [7] Etude de l'antenne patch rectangulaire par le modèle de la cavité de M^{elle}.ABDELLAOUI WAHIBA en 2012
- [8] Les antennes ultralarge bande de Mr.Xavier begand (CI 461)
- [9] THEORY AND EXPERIMENT OF PLANAR INVERTED F-ANTENNAS FOR WIRELESS COMMUNICATIONS APPLICATIONS de Mr.Vadim Antonchik, SIMON FRASER University in 2007.
- [10] ETUDE, CONCEPTION ET REALISATION D'UN RESEAU D'ANTENNES PATCHS de BEN NJIMA Jamel, Institut supérieure des Etudes Technologiques en Communications de tunis , promotion 2002.
- [11] Cours de Mr.KANANE.
- [12] ELECTROMAGNETIC BAND GAP (EBG) FOR MICROSTRIPT ANTENNA DESIGN, 2007.