

**Institut Supérieur des Etudes Technologiques en
Communications de Tunis**

PROJET DE FIN D'ÉTUDES

<p>ÉTUDE, CONCEPTION ET RÉALISATION D'UN RÉSEAU D'ANTENNES PATCHS</p>
--

Réalisé par :

BEN NJIMA Jamel

RAHMANI Tarek

Encadré par :

Mr. BELHAJ TAHER Jamel

2001-2002

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	1
CHAPITRE I.....	2
GENERALITES SUR LES ANTENNES.....	2
I- INDISPENSABILITE DES ANTENNES EN TRANSMISSION PAR VOIE RADIO.....	2
II- PRINCIPE DE PROPAGATION DES ONDES RADIOELECTRIQUES.....	2
II.1- Elaboration des équations de Maxwell.....	2
III- CONCEPT D'ANTENNE.....	3
III.1- Introduction.....	3
III.2- Généralités sur le rayonnement.....	3
III.3- Théorème de réciprocité.....	4
III.4- Différentes zones de radiation d'une antenne.....	4
IV- TYPES DES ANTENNES.....	5
IV.1- Les antennes filaires.....	5
IV.2- Les projecteurs d'ondes.....	6
IV.3- Les antennes à ondes de fuite ou de surface.....	6
IV.3.1- Fente rayonnante.....	6
IV.4- Les antennes imprimées.....	7
V- PARAMETRES DES ANTENNES.....	7
V.1- Surface caractéristique de rayonnement.....	7
V.2- Diagramme de rayonnement.....	8
V.3- Directivité.....	8
V.4- Résistance de rayonnement.....	9
V.5- Impédance d'entrée.....	9
V.6- Densité de puissance.....	9
V.7- Bande d'utilisation.....	10
V.8- Gain.....	10
V.9- Polarisation de l'onde rayonnée.....	11
CONCLUSION.....	11
CHAPITRE II.....	12
LES ANTENNES PATCHS.....	12
I- NOTION GENERALE.....	12
II- AVANTAGE D'UTILISATION.....	12
III- CARACTERISTIQUES.....	13
IV- METHODES DE CALCUL.....	13
IV.1- Equation du champ pour la cavité rayonnante.....	13

IV.2- Modes de résonance naturels de la cavité du patch.....	13
IV.3- Orthogonalité des modes propres du patch.....	14
IV.4- Modèle d'expansion pour la résolution de l'équation du champ dans la cavité du Patch.....	14
IV.5- Le champ rayonné par les antennes patchs.....	15
IV.6- Impédance de terminaison de l'antenne patch.....	16
V- ETUDE DE QUELQUES FORMES PARTICULIERES D'UN PATCH.....	16
V.1- Patch circulaire.....	16
V.1.1- Modes propres du patch circulaire.....	17
V.1.2- Le champ à l'intérieur de la cavité du patch.....	18
V.1.3- Fréquences de résonance.....	19
V.1.4- Calcul du champ rayonné.....	20
V.1.5- Impédance d'entrée du patch circulaire.....	21
V.1.6- Conclusion.....	22
V.2- Patch rectangulaire.....	22
V.2.1- Géométrie.....	22
V.2.2- Etude d'une antenne patch rectangulaire	23
V.2.2.1- Antenne patch rectangulaire alimentée par microstrip.....	25
a) Calcul du champ E.....	25
b) Fréquence de résonance.....	28
c) Les champs de rayonnement.....	29
d) Impédance d'entrée du patch.....	31
e) Puissance rayonnée.....	31
CHAPITRE III.....	33
RESEAUX D'ANTENNES.....	33
I- AVANTAGE ET APPLICATION.....	33
II- RAYONNEMENT D'UN GROUPEMENT DE SOURCES.....	33
II.1- Sources isotropes.....	33
II.2- Sources réelles.....	35
III- ALIGNEMENT DES SOURCES EQUIDISTANTES.....	36
III.1- Théorie générale élémentaire.....	36
III.2- Distance maximale entre sources.....	37
III.3- Influence de déphasage φ sur les diagrammes.....	38
III.4- Effets de couplages entre sources.....	39
III.5- Groupement de deux antennes.....	41
III.6- Réseau uniforme d'antennes.....	42
III.7- Réseau à rayonnement transversal à son plan.....	43
IV- RESEAUX PLANS.....	44
IV.1- Généralités.....	44
IV.2-Etude d'un réseau quelconque	45
IV.3- Réseau plan rectangulaire.....	46
APPLICATION.....	48
CHAPITRE IV.....	51
RESEAU D'EXCITATION.....	51

INTRODUCTION.....	51
I- GENERALITES SUR LES LIGNES MICROSTRIP.....	51
II- TECHNIQUES D'ALIMENTATION DES RESEAUX.....	53
II.1- Réseau à sources corrélées.....	53
II.1.1- Réseau à sources partiellement corrélées.....	53
II.1.2- Réseau à sources totalement corrélées.....	54
II.2- Réseaux à sources non corrélées.....	55
II.2.1- Schéma du circuit d'excitation.....	55
II.2.1.1- Alimentation en série.....	55
II.2.1.2- Alimentation parallèle.....	56
II.2.1.3- Alimentation par réseau à guides imbriquées.....	56
II.3- Algorithme de phase.....	57
II.4- Les erreurs de phase.....	57
III- TECHNIQUES D'ADAPTATION DANS LE RESEAU D'EXCITATION.....	58
III.1- Exemple de calcul de l'impédance d'un réseau patch.....	59
III.2- Effets de la désadaptation.....	59
CONCLUSION.....	60

CHAPITRE V.....61

SIMULATION	61
I- PRINCIPE GENERAL DE LA SIMULATION.....	61
II- ETUDE DE LA SIMULATION.....	62
II.1- Objectifs de la simulation.....	62
II.2- Structure du programme de simulation.....	62
II.2.1- Organigramme.....	62
II.2.2- Interface graphique.....	63
II.3- Simulation d'une antenne patch alimentée par microstrip.....	63
II.3.1- Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence de résonance.....	63
II.3.2- Variation de la fréquence de résonance en fonction des paramètres.....	65
II.3.2.1- Effet de la longueur du patch « a ».....	65
II.3.2.2- Effet de la largeur du patch « b ».....	65
II.3.2.3- Effet du point d'alimentation « e ».....	66
II.3.2.4- Effet de la largeur de strip « l ».....	67
II.3.3- Interprétation du diagramme de rayonnement.....	67
II.3.4- Variation de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence.....	69
II.3.5- Variation de l'impédance en fonction des paramètres.....	70
II.3.5.1- Variation de l'impédance en fonction de la longueur « a ».....	70
II.3.5.2- Variation de l'impédance en fonction de la largeur « b ».....	70
II.3.5.3- Variation de l'impédance en fonction du point d'alimentation « e ».....	71
II.3.5.4- Variation de l'impédance en fonction de la largeur de strip.....	71
II.4- Simulation d'un réseau patch alimenté par ligne microstrip.....	72
II.4.1- Exemple d'un réseau patch à 12 éléments	72
II.4.1.1- Répartition 6/2.....	72
II.4.1.2- Répartition 4/3.....	74
II.4.2- Influence de la variation des longueurs des lignes d'alimentation	76
CONCLUSION.....	77

CHAPITRE VI.....	78
REALISATION ET TEST.....	78
I-CONCEPTION D'UNE ANTENNE PATCH CIRCULAIRE.....	78
II-CONCEPTION D'UN RESEAU PATCH.....	78
III-REALISATION.....	79
IV-RESULTATS DE MESURES.....	80
IV.1-Antenne patch circulaire.....	80
IV.1.1-Mesure de la fréquence de résonance.....	80
IV.1.2-Mesure de l'impédance.....	80
IV.2-Réseau d'antennes patchs rectangulaires.....	81
IV.2.1-Mesure de la fréquence de résonance.....	81
IV.2.2-Mesure de l'impédance.....	82
CONCLUSION.....	82
CONCLUSION GENERALE.....	83
BIBLIOGRAPHIE.....	84
ANNEXE.....	85

AVANT PROPOS

Le travail présenté dans ce projet de fin d'études a été réalisé dans le cadre d'obtenir le diplôme technicien supérieur à l'institut supérieur des études technologiques en communications de Tunis .

Au terme de ce travail nous tenons à exprimer nos vifs remerciements à :

Mr BELHAJ TAHER Jamel

Pour sa compréhension, son effort d'encadrement, son engagement, ses conseils et sa collaboration pour l'aboutissement de ce travail.

MERCI

INTRODUCTION GENERALE

De nos jours , les antennes sont devenues les éléments de base pour une liaison radioélectrique.

Dans plusieurs applications, les antennes sont utilisées en réseau GSM , télé localisation et radar , ainsi que leur besoin dans notre vie courante .Elles présentent des diverses formes selon leur but d'utilisation .

Les technologies modernes s'orientent vers la miniaturisation de ces antennes tout en essayant de garder les meilleures performances.

L'antenne patch est conçue pour satisfaire à ces besoins , c'est un conducteur métallique de forme particulière placé sur un substrat terminé par un plan de masse ; son caractère en miniature offre la possibilité de l'intégrer facilement dans les systèmes d'émission réception .

Dans certaines applications, il est nécessaire d'utiliser un groupement d'antennes commandées automatiquement pour assurer un balayage électronique dans l'espace (SCAN) qui est le cas d'un radar .

L'objectif de notre travail est d'étudier et de concevoir un réseau d'antennes patchs de point de vue caractéristiques et diagrammes de rayonnement.

La première partie constitue une description générale sur les antennes (principe , types , paramètres).

La deuxième partie présente l'étude théorique d'une antenne patch en différentes formes.

La troisième partie traite le principe de multiplication des diagrammes dans un réseau d'antennes ainsi que la partie excitation .

La dernière partie est consacrée à la simulation et la réalisation des modèles étudiés précédemment (antenne patch et réseau d'antennes patchs).

GÉNÉRALITÉS SUR LES ANTENNES

I-INDISPENSABILITÉ DES ANTENNES EN TRANSMISSION PAR VOIE RADIO

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; 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 (ainsi que la transition inverse).

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.

II-PRINCIPE DE PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES

II.1-Elaboration des équations de Maxwell :

C'est à Maxwell que l'on doit la formulation la plus complète des relations liants entre 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 :

$$\begin{aligned}
\text{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \text{rot} \vec{H} &= \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\
\text{div} \vec{D} &= \rho & \text{div} \vec{B} &= 0
\end{aligned}
\tag{I.1}$$

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 :

$$\text{div rot} = 0$$

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

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

$\vec{J} = \gamma \vec{E}$: courant de conduction

ρ : densités de charge

γ : conductivité.

III-CONCEPT D'ANTENNE

III.1-Introduction :

Les antennes sont des dispositifs qui ont pour fonction de transformer les ondes guidées en ondes se propageant dans l'espace libre et réciproquement de capter les ondes de l'espace pour les conduire vers les systèmes de réception.

Pour les ondes métriques et décimétriques, les antennes sont généralement constituées des dipôles de longueurs égales à $\lambda/4$ (doublet électrique).

Pour les ondes centimétriques et millimétriques, les antennes sont plutôt des projecteurs d'onde s'apparentant aux projecteurs optiques.

La nécessité de placer des antennes sur des véhicules et les impératifs de l'aérodynamisme conduisent à donner aux antennes des véhicules aériens des formes particulières.

III.2-Généralités sur le Rayonnement :

Un élément rayonne quand le flux d'énergie active à travers une surface fermée entourant cet élément n'est pas nul. Cette définition recouvre en fait une réalité complexe. Il est parfois difficile de définir l'élément rayonnement ou, tout au moins, de le localiser avec précision. En effet on peut montrer que tout circuit, dont les dimensions sont comparables à la longueur

d'onde, rayonne. Le rayonnement global est donc, en général, le résultat d'un comportement électromagnétique des milieux matériels complexe.

III.3-Théorème de Réciprocité :

Le couplage antenne-milieu extérieur est réciproque et l'on peut donc utiliser l'antenne indifféremment en émission ou en réception. Cette propriété peut s'énoncer de la façon suivante:

"Si une force électromotrice est appliquée à l'entrée d'une antenne A et si l'on mesure le courant produit par cette antenne aux bornes d'une antenne B, on trouve un courant égal à celui que l'on aurait aux bornes de l'antenne A si la force électromotrice était appliquée à l'antenne B"

III.4-Différentes Zones de Radiation d'une Antenne :

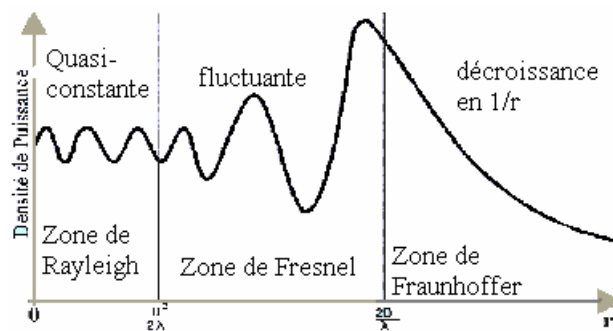


Figure I.1 : Zones de radiation d'une antenne

D est le diamètre de la surface équivalente de l'antenne, r la distance de l'antenne

□ Zone de Rayleigh

Dans cette zone de champ proche (ou zone de Rayleigh), il y a échange d'énergie réactive entre l'antenne et le milieu extérieur.

A courte distance (par rapport à la longueur d'onde), $r < \frac{D^2}{2\lambda}$ la densité de puissance est quasi constante.

□ Zone de Fresnel

Dans une seconde zone $\frac{D^2}{2\lambda} < r < \frac{2D^2}{\lambda}$ la densité de puissance est fluctuante

□ Zone de Fraunhofer

Dans la zone du champ lointain (ou de Fraunhofer), à grande distance (par rapport à la longueur d'onde), les champs sont rayonnés sous la forme d'onde (quasiment) plane.

Si r est la distance à l'antenne, dans cette zone $r > \frac{2D^2}{\lambda}$ la densité de puissance décroît en $\frac{1}{r^2}$.

IV-TYPES DES ANTENNES

Les antennes pour hyperfréquences peuvent se classer, en gros, en quatre catégories :

IV.1-Les antennes filaires :

Elles sont constituées par des fils ou des groupements de fils; le plus souvent il s'agira de lignes résonnantes demi-ondes formées par des tubes compte tenu de la longueur d'onde λ . La figure I.2 montre une antenne demi-onde, connue sous le nom de dipôle, alimentée par une ligne coaxiale. La courbe en pointillé est la variation du courant sur l'antenne.

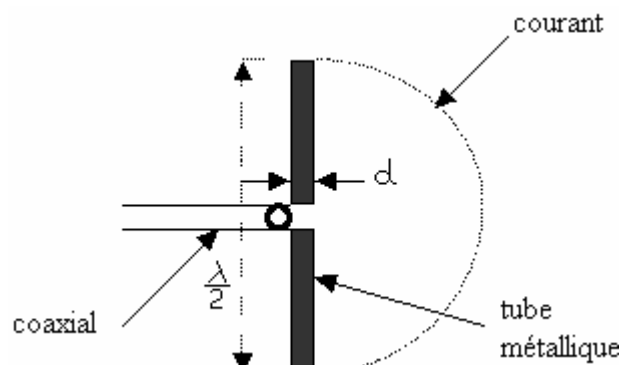


Figure I.2 : Dipôle diélectrique

La partie rayonnante est un tube métallique de diamètre (d), la longueur du tube est de $\lambda/2$, λ étant la longueur d'onde sur la ligne qui est un peu plus faible que la longueur d'onde dans l'air λ_0 . On utilise ces antennes comme éléments rayonnants dans des alignements ou des groupements de sources rayonnantes, leur comportement est étudié à partir du comportement

du doublet qui est une antenne formée par un bout de fil rectiligne de longueur $l \ll \lambda$, parcouru par un courant constant.

IV.2-Les projecteurs d'ondes :

Dont la réalisation la plus courante est le réflecteur parabolique éclairé par un dipôle ou par un cornet électromagnétique qui est alimenté par un guide d'onde qui agit comme un filtre passe haut pour ne laisser passer qu'un mode de propagation.

Cette source d'éclairement, dite source primaire rayonne une onde sphérique qui se réfléchit sur le paraboloïde suivant un faisceau de rayons parallèles dans l'approximation de l'optique géométrique.

IV.3-Les antennes à ondes de fuites ou de surface :

Elles sont souvent des structures rayonnantes plaquées basées sur les propriétés des structures périodiques.

IV.3.1-Fente rayonnante :

Certains guides à fentes sont des antennes à onde de fuite tandis qu'une onde de surface est liée à une structure en diélectrique « naturel » ou « artificiel ».

L'élément rayonnant est un guide d'ondes en TE_{10} comportant des fentes transversales sur son côté, le guide étant fermé sur une charge adaptée.

A partir de l'équivalence entre dipôle et fente, on peut en déduire le diagramme de rayonnement de la fente :

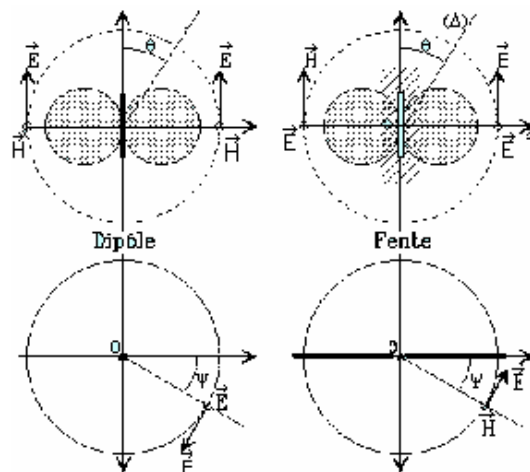


Figure I.3 : Equivalence entre dipôle et fente

IV.4-Antennes imprimées :

Se sont des antennes plaquées sur des circuits imprimés, elles présentent des architectures variées selon leur application. Les éléments rayonnants peuvent être de forme carré, rectangulaire, triangulaire, elliptique...etc. La sélection de forme dépend de certains paramètres comme: la fréquence de résonance, la largeur de bande, la directivité ou bien diagramme de rayonnement.

V- PARAMETRES DES ANTENNES

Une antenne parfaite rayonne toute l'énergie qui lui est fournie, il s'agit d'un modèle théorique. Dans la pratique, avec une antenne qui n'est pas parfaite, la puissance active fournie à l'antenne se partage entre :

$$\text{la puissance rayonnée : } P_r = \frac{1}{2} R_r I_0^2 \quad (1.2)$$

$$\text{la puissance dissipée : } P_p = \frac{1}{2} R_p I_0^2 \quad (1.3)$$

On définit rendement de l'antenne l'expression :

$$\eta = \frac{R_r}{R_r + R_p} \quad (1.4)$$

Dans la pratique, on fait en sorte que le rendement soit proche de 1.

V.1-Surface Caractéristique de Rayonnement :

Etant donnée une antenne alimentée avec une puissance donnée, on appelle "Surface Caractéristique de Rayonnement" la surface fermée obtenue en portant, à partir d'un point pris comme origine, un vecteur dont la longueur est une fonction simple du champ créé à une distance constante de l'antenne dans la direction du vecteur.

Cette fonction simple peut être le champ lui même, le carré du champ ou le logarithme du champ.

V.2-Diagramme de Rayonnement :

Comme il est généralement difficile de représenter (et même de calculer) la surface caractéristique de rayonnement d'une antenne, on se contente de représenter des coupes de cette surface. Ces coupes, appelées Diagrammes de Rayonnement (ou de directivité) sont généralement des coupes planes passant par l'origine.

Les diagrammes de rayonnement peuvent être tracés en coordonnées polaires. Si les antennes présentent un angle d'ouverture très faible (cas des antennes hyperfréquences), on représente le diagramme en coordonnées cartésiennes. Ci-dessous la figure I.4 présente les définitions des principaux paramètres associés à un diagramme de rayonnement :

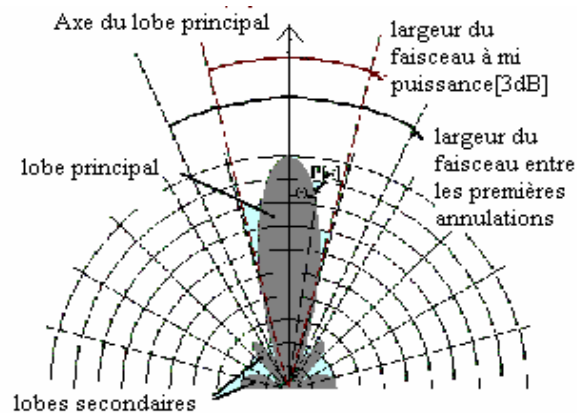


Figure I.4: Diagramme de rayonnement

V.3-Directivité :

La directivité d'une antenne caractérise la manière dont cette antenne concentre son rayonnement dans certaines directions de l'espace.

Elle est définie de façon semblable au gain en puissance, considérant dans ce cas un émetteur isotrope distribuant la puissance transmise P_t (et non plus la puissance fournie P_f) de façon uniforme dans tout l'espace.

$$D(\theta, \phi) = \frac{R_n(\theta, \phi)}{(R/4\pi)} \quad \text{c'est le rapport de densité de puissance par angle solide} \quad (I.5)$$

La directivité est liée au gain et au rendement par :

$$D(\theta, \phi) = \frac{G(\theta, \phi)}{\eta} \quad \text{où } \eta \text{ est le rendement } \eta = P_t / P_f \quad (\text{I.6})$$

V.4-Résistance de Rayonnement :

En fait, lorsqu'elle capte de l'énergie, l'antenne est parcourue par des courants. Une partie de l'énergie incidente est alors "re rayonnée" et l'onde ainsi créée vient perturber localement l'onde incidente. Ces pertes par rayonnement font apparaître une partie réelle dans l'impédance équivalente de l'antenne.

$$R_r = \frac{2W}{I_0 I_0^*} \quad (\text{I.7})$$

V.5-Impédance d'entrée:

L'impédance d'une antenne est définie comme un rapport d'une tension V_e lorsqu'elle est soumise à un courant I_e , d'où la relation :

$$Z_e = \frac{V_e}{I_e} \quad (\text{I.8})$$

Cette notion est très importante pour l'adaptation des antennes aux feeders qui les alimentent pour éviter toute réflexion.

V.6-Densité de Puissance :

La Densité de Puissance est l'expression de l'énergie disponible en réception en un point de l'espace.

S_r dépend de la Puissance P_e fournie à l'antenne d'émission, du Gain G_e de cette antenne et de la distance d entre l'émetteur et le point considéré. L'expression est:

$$S_r = \frac{P_e G_e}{4\pi d^2} \quad (\text{I.9})$$

V.7-Bande d'Utilisation :

Du point de vue de utilisation, une antenne peut toujours être considérée comme un filtre passe bande. La définition de la bande d'utilisation fait intervenir des notions très diverses; elle peut être limitée:

- Par le TOS maximal admissible (désadaptation de l'antenne par rapport aux systèmes d'émission et/ou de réception), par exemple $TOS < 2$.
- Par la variation du gain de l'antenne
- Par la déformation du diagramme de rayonnement en fonction de la fréquence.

Pour les antennes constituées d'éléments rayonnants résonants (dipôles demi-onde, antenne microstrip) qui ont une bande d'utilisation faible, on définit la largeur de bande en % comme $B\% = 100 \cdot (F_s - F_i) / F_c$ (typiquement $B\% = 10$ à 20%) où

- F_c est la fréquence centrale d'utilisation pour laquelle l'antenne est conçue,
- F_s et F_i les fréquences limites supérieures et inférieures.

V.8-Le Gain :

Le gain d'une antenne est le rapport entre la puissance qu'il faudrait fournir à une antenne de référence et celle qu'il suffit de fournir à l'antenne considérée pour produire la même intensité de rayonnement dans une direction donnée. Le gain est défini pour une fréquence (ou une bande de fréquences) donnée :

- Si l'antenne de référence est l'antenne isotrope on parle alors de Gain Absolu (dit aussi *Gain Isotrope*), exprimé en dBi.
- Dans le cas où l'on prend comme référence une source étalon réelle, on parle de Gain Relatif, en dB.

Si l'antenne est sans pertes, son gain absolu est égal à la directivité.

La Gain est donc un paramètre fondamental pour une antenne, puisque c'est lui qui va déterminer :

- en émission, la densité de puissance à l'extrémité de la liaison
- en réception, la sensibilité de l'antenne

V.9-Polarisation de l'Onde Rayonnée :

On sait qu'à une grande distance des sources le champ électromagnétique est constitué par des vibrations transversales. Ces vibrations sont définies par 2 vecteurs perpendiculaires : le champ

électrique \vec{E} et le champ magnétique \vec{H} .

Par convention: la polarisation de l'onde est la direction du champ électrique \vec{E} .

- Si le vecteur champ électrique conserve une direction fixe durant une alternance de l'onde on parle de Polarisation Rectiligne.
- Lorsque ce vecteur tourne d'un tour complet pendant une alternance, son extrémité décrit alors une ellipse, et on parle de Polarisation Elliptique.
- Un cas particulier de polarisation elliptique est la Polarisation Circulaire.

CONCLUSION :

Dans ce chapitre on a présenté un bref aperçu sur les antennes qui sont généralement à la base de propagation des ondes électromagnétiques dans l'air. Cependant, il est toutefois difficile de maîtriser le principe de rayonnement si on n'exige pas des formes particulières d'antennes comme les antennes microstrip (exemple patch) qui sera l'objet du chapitre suivant.

LES ANTENNES PATCHS

I-NOTION GENERALE

Une antenne patch est une antenne plaquée en circuit imprimé qui convient bien pour équiper des avions, les téléphones mobiles ou bien des missiles, car elle occupe une très faible épaisseur et ne présente pas de traînée aérodynamique. La surface sur laquelle elle est plaquée n'est pas nécessairement plane ; elle peut être aussi cylindrique ou sphérique.

Par ailleurs, il est possible d'intégrer à l'antenne les circuits d'alimentation, ainsi que les déphaseurs ou les commutateurs .

On peut réaliser de tels aériens de quelques dizaines de MHz jusque vers 30 GHz, mais on va retrouver naturellement les défauts présentés par les antennes sur microbandes, notamment les problèmes de rendement, de pertes et de désadaptation . Il faudra donc accepter un compromis entre les avantages mécaniques et les inconvénients radio-électriques .

II-AVANTAGE D'UTILISATION

Dans notre société, les antennes sont devenues indispensables, elles sont partout, dans les véhicules, les bateaux, les avions et les satellites.

Dans plusieurs applications (communications mobiles, télé ou radiodiffusion, radar), l'antenne patch peut avoir plusieurs formes (rectangulaire, circulaire, losange, triangle, etc...) en possédant une taille très petite et une grande efficacité.

Aujourd'hui, les antennes microstrip patchs (MPAs) sont utilisées dans les réseaux locaux (WLANs) , téléphones sans fil et portables cellulaires car elles répondent à nos besoins.

III-CARACTERISTIQUES

- ❑ Excitation par microstrip ou bien par câble coaxial
- ❑ Bande passante étroite
- ❑ Puissance faible
- ❑ Grande perte et faible rendement
- ❑ Le patch se comporte comme une cavité de fuite résonnante et ses propriétés sont établis par une mode de résonance singulière

IV-METHODES DE CALCUL

IV.1-Equations du champ pour la cavité rayonnante :

Les équations de Maxwell pour le champ électromagnétique, dans le substrat diélectrique homogène non magnétique et à l'intérieur de la région de la cavité du patch sont :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho / \omega = 0 \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -j \omega \mu_0 \vec{H} \quad (\text{II.1})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} + j \omega \epsilon \vec{E} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0$$

on a $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -j \omega \mu_0 \vec{\nabla} \times \vec{H}$

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -j \omega \mu_0 \vec{j} + \omega^2 \mu_0 \epsilon \vec{E}$$

avec $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$ puisque $\rho = 0$ ce qui donne

$$\nabla_t^2 \vec{E}_z(\vec{\rho}) + k_d^2 \vec{E}_z(\vec{\rho}) = j \omega \mu_0 \vec{j}_z(\vec{\rho}) \quad : \text{Equation de Helmholtz pour le champ de} \quad (\text{II.2})$$

la cavité excitée par $J_z(\vec{\rho})$.

avec $\vec{\nabla}_t = \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y}$ on aura :

$$\vec{H}(\vec{\rho}) = -\frac{j}{\omega \mu_0} \hat{z} \times \vec{\nabla}_t \vec{E}_z(\vec{\rho}) : \text{champ magnétique du patch dans la région de la cavité.}$$

IV.2-Modes des résonance naturels de la cavité du patch :

$J_z(\vec{\rho}) = 0$: due à l'absence de source dans le cas des modes naturels de la cavité.

$$\nabla_t^2 \vec{E}(\vec{\rho}) + K_a^2 \vec{E}_z(\vec{\rho}) = 0$$

Définit le α ième mode propre résonnant naturel de la cavité du patch. k_α

$$\frac{\partial E_z}{\partial n} \approx 0 \text{ (au bord)}$$

ω_α : fréquence naturelle avec $k_\alpha = \omega_\alpha \sqrt{\omega \mu_0}$

$\psi_\alpha(\vec{\rho}) = E_{\alpha z}(\vec{\rho})$: le champ du α ième mode qui satisfait les équations ci-dessus.

IV.3-Orthogonalité des modes propres du patch :

$$\left. \begin{aligned} \nabla_t^2 \psi_\alpha + k_\alpha^2 \psi_\alpha &= 0 ; \quad \frac{\partial \psi_\alpha}{\partial n} = 0 \\ \nabla_t^2 \psi_\beta + k_\beta^2 \psi_\beta &= 0 ; \quad \frac{\partial \psi_\beta}{\partial n} = 0 \end{aligned} \right| \quad \text{pour le } \alpha \text{ ième et le } \beta \text{ ième modes naturels du patch}$$

$$\int_s (\psi_\alpha \nabla_t^2 \psi_\beta - \psi_\beta \nabla_t^2 \psi_\alpha) ds = \oint_\gamma \left(\psi_\alpha \frac{\partial \psi_\beta}{\partial n} - \psi_\beta \frac{\partial \psi_\alpha}{\partial n} \right) dl = 0 \quad \text{d'après Gauss.}$$

$$(k_\alpha^2 - k_\beta^2) \int_s \psi_\alpha \psi_\beta ds = 0$$

pour $\alpha \neq \beta$ on a $\int_s \psi_\alpha \psi_\beta ds = 0$: d'après la propriété d'orthogonalité des modes de cavité du patch.

$$\langle \psi_\alpha, \psi_\beta \rangle = \int_s \psi_\alpha \psi_\beta ds = 0$$

$$\langle \psi_\alpha, \psi_\alpha \rangle = 1$$

IV.4-Modèle d'expansion pour la résolution d'équation du champ dans la cavité du patch :

Soit $\{\psi_\alpha(\vec{\rho})\}$: l'ensemble des éléments de la base orthonormé de la fonction d'onde.

Le champ dans la cavité pour le mode de résonance naturel s'écrit :

$$E_\rho(\vec{\rho}) = \sum_{\alpha=1}^{\infty} a_\alpha \psi_\alpha(\vec{\rho}) \quad (\text{II.3})$$

l'équation de Helmholtz pour $E_z(\vec{\rho})$ est de la forme :

$$(\nabla_t^2 + k_d^2) E_z(\vec{\rho}) = j \omega \mu_0 J_z(\vec{\rho})$$

$$\sum_{\alpha=1}^{\infty} a_\alpha [\nabla_t^2 \psi_\alpha(\vec{\rho}) + k_d^2 \psi_\alpha(\vec{\rho})] = j \omega \mu_0 J_z(\vec{\rho})$$

Mais :

$$\nabla_t^2 \psi_\alpha = -k_\alpha^2 \psi_\alpha \text{ par définition de } \psi_\alpha$$

Alors :

$$\sum_{\alpha=1}^{\infty} a_{\alpha} (-k_d^2 + k_{\alpha}^2) \psi_{\alpha}(\vec{\rho}) = j \omega \mu_0 J_z(\vec{\rho})$$

On utilise la propriété d'orthogonalité des modes pour déterminer a_{α}

$$\left\langle \sum_{\alpha=1}^{\infty} a_{\alpha} (k_d^2 - k_{\alpha}^2) \psi_{\alpha}(\vec{\rho}), \psi_{\beta}(\vec{\rho}) \right\rangle = j \omega \mu_0 \langle J_z(\vec{\rho}), \psi_{\beta}(\vec{\rho}) \rangle \Rightarrow$$

$$\sum_{\alpha=1}^{\infty} a_{\alpha} (k_d^2 - k_{\alpha}^2) \langle \psi_{\alpha}, \psi_{\beta} \rangle = j \omega \mu_0 \langle J_z, \psi_{\beta} \rangle$$

Mais :

ψ_{α} et ψ_{β} sont orthogonales, d'où :

$$a_{\beta} (k_d^2 - k_{\beta}^2) \langle \psi_{\beta}, \psi_{\beta} \rangle = j \omega \mu_0 \langle J_z, \psi_{\beta} \rangle$$

Ce qui donne les coefficients d'amplitude du champ dans le patch :

$$a_{\beta} = \frac{j \omega \mu_0 \langle J_z, \psi_{\beta} \rangle}{k_d^2 - k_{\beta}^2 \langle \psi_{\beta}, \psi_{\beta} \rangle} \quad (\text{II.4})$$

Alors le champ dans la cavité du patch excité par $H_z(\vec{\rho})$ s'écrit :

$$E_z(\vec{\rho}) = j \omega \mu_0 \sum_{\alpha=1}^{\infty} \frac{1}{k_d^2 - k_{\alpha}^2} \frac{\langle J_z, \psi_{\alpha} \rangle}{\langle \psi_{\alpha}, \psi_{\alpha} \rangle} \psi_{\alpha}(\vec{\rho}) \quad (\text{II.5})$$

IV.5-Le champ rayonné par les antennes patches :

L'expression du champ électrique s'écrit :

$$\vec{E} = \frac{jk}{\epsilon} \vec{r} \times \vec{F} \quad \vec{F} : \text{vecteur potentiel électrique crée par le champ magnétique}$$

K : numéro d'onde

ϵ : permittivité du milieu diélectrique

$$\begin{aligned} \vec{E} &\approx -\frac{jk}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{r} \times \int_{s\alpha} (\vec{n} \times \vec{E}) e^{jk\vec{r}\vec{r}} ds \\ &= -\frac{jk}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \oint_{\Gamma} (\vec{r} \times \vec{t}) E_z(\vec{\rho}) e^{jk\vec{r}\vec{\rho}} dl \Big|_{-t}^t e^{jkz \cos \theta} dz \end{aligned}$$

$$\int_{-t}^t e^{jkz \cos \theta} dz \approx 2t \quad \text{car } kt \ll 1 \text{ pour une antenne patch type}$$

Le champ rayonné par une antenne patch est :

$$\vec{E} = -\frac{jkt}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \oint_1 (\vec{r} \times \vec{t}) \vec{E}_z(\vec{\rho}) e^{jk\vec{r} \cdot \vec{\rho}} dl \quad (\text{II.6})$$

IV.6-Impédance de terminaison de l'antenne patch :

$\vec{J} \approx \hat{z} J_z(\vec{\rho}) \approx \hat{z} I f(\vec{\rho})$: densité de courant terminal entrant I .

Par hypothèse de la fonction normalisée de distribution de courant d'excitation :

$$\int_s f(\vec{\rho}) ds = 1$$

$\langle J_z, \psi_\alpha \rangle = I \langle f, \psi_\alpha \rangle$: proportionnel au courant terminal entrant I.

D'où la forme générale du champ \vec{E} pour une antenne patch :

$$E_z(\vec{\rho}) = j\omega\mu_0 I \sum_{\alpha=1}^{\infty} \frac{1}{k_d^2 - k_{\alpha}^2} \frac{\langle f, \psi_\alpha \rangle}{\langle \psi_\alpha, \psi_\alpha \rangle} \psi_\alpha(\vec{\rho}) \quad (\text{II.7})$$

$$Z = \frac{V}{I} = -\frac{1}{I} \int_0^T \vec{E}(\vec{\rho}_t) dz = -\frac{t E_z(\vec{\rho}_t)}{I}$$

Donc la forme de l'impédance d'entrée de l'antenne patch est :

$$Z = -j\omega\mu_0 t \sum_{\alpha=1}^{\infty} \frac{1}{k_d^2 - k_{\alpha}^2} \frac{\langle f, \psi_\alpha \rangle}{\langle \psi_\alpha, \psi_\alpha \rangle} \psi_\alpha(\vec{\rho}_t) \quad (\text{II.8})$$

V-ETUDE DE QUELQUES FORMES PARTICULIERES D'UN PATCH

V.1-Patch circulaire :

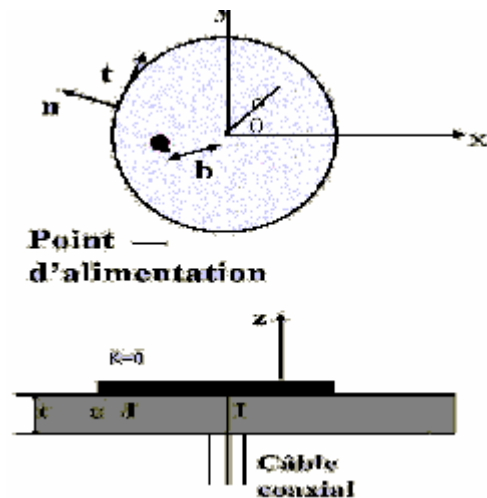


Figure II.1 : Forme géométrique d'un patch circulaire

$$\hat{n} = \hat{\rho}$$

$$\hat{t} = -\hat{\theta}$$

$$J_z = I \delta(\rho - b) \frac{\delta(\theta)}{b} : \text{densité de courant d'alimentation}$$

b : distance du point d'alimentation par rapport au centre de l'antenne

V.1.1-Modes propres du patch circulaire :

On va utiliser les résultats précédentes sachant que :

$$\nabla_t^2 \psi_a(\vec{\rho}) + k_a^2 \psi_a(\vec{\rho}) = 0 \quad ; \text{ avec } \psi \text{ représente le champ électrique ou magnétique.}$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \psi}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + k_a^2 \psi = 0$$

Utilisant la méthode de séparation des variables :

$$\psi(\rho, \theta) = R(\rho)S(\theta)$$

$$\frac{\rho^2}{R} \frac{d^2 R}{d\rho^2} + \frac{\rho}{R} \frac{dR}{d\rho} + k_a^2 \rho^2 = \frac{1}{S} \frac{d^2 S}{d\theta^2} = p^2$$

p : constante de séparation.

$$S(\theta) = A \sin(p\theta) + B \cos(p\theta) \quad \text{mais } \psi(r, \theta) = \text{une valeur unique nécessite :}$$

$$S(\theta + 2p\pi) = S(\theta) \Rightarrow 2p\pi = \text{un multiple entier de } 2\pi$$

$$p = n = 0, 1, 2, \dots \rightarrow \infty : \text{valeur de l'index angulaire.}$$

$\frac{d^2 R}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dR}{d\rho} + (k_a^2 - \frac{n^2}{\rho^2})R = 0$: représente une équation de BESSEL ordinaire d'ordre n avec un paramètre k.

$R(\rho) = C J_n(k\rho) + D N_n(k\rho)$: la solution d'onde type affectée.

N_n : fonction de Newman.

$$\psi_{mn}(\rho, \theta) = A_{mn} J_n(k_{mn} \rho) \begin{cases} \sin(n\theta) \\ \cos(n\theta) \end{cases} : \text{fonction propre pour le } mn^{\text{ième}} \text{ mode.}$$

$k_{mn} = \frac{p_{mn}}{a}$: valeur propre pour le $mn^{\text{ième}}$ mode.

V.1.2-Le champ à l'intérieur de la cavité du patch :

On va calculer le champ électrique à l'intérieur de la cavité du patch :

La densité du courant : $J_z = I \delta(\rho - b) \frac{\delta(\theta)}{b} \Rightarrow f(\vec{\rho}) = \delta(\rho - b) \frac{\delta(\theta)}{b}$

$$\langle \psi_{mn}, \psi_{mn} \rangle = A_{mn}^2 \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^a \rho J_n^2(k_{mn} \rho) \begin{cases} \sin^2(n\theta) \\ \cos^2(n\theta) \end{cases} d\rho d\theta$$

= 1 par hypothèse.

$$E_z(\rho, \theta) = j\omega\mu_0 I \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\langle f, \psi_{mn} \rangle}{k_d^2 - k_{mn}^2} \psi_{mn}(\rho, \theta)$$

$\psi_{mn}(\rho, \theta) = A_{mn} J_n(k_{mn} \rho) \cos(n\theta)$: vue que les modes qui varient en fonction de $\sin(n\theta)$ ne sont pas excités par J_z et $\delta(\theta)$

$$\begin{aligned} \langle f, \psi_{mn} \rangle &= \frac{A_{mn}}{b} \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^a \delta(\rho - b) \delta(\theta) J_n(k_{mn} \rho) \cos(n\theta) \rho d\rho d\theta \\ &= A_{mn} J_n(k_{mn} b) \end{aligned}$$

$A_{mn}^2 \int_0^a \rho J_n^2(k_{mn} \rho) d\rho = \frac{\epsilon_n}{2\pi}$: par la condition de normalisation.

$$\text{Avec } \epsilon_n = \begin{cases} 1 & \text{si } n=0 \\ 2 & \text{si } n>0 \end{cases}$$

Avec :

$$A_{mn}^2 = \frac{\varepsilon_n (k_{mn} a)^2}{\pi a^2 [(k_{mn} a)^2 - n^2] J_n^2(k_{mn} a)}$$

L'expression de champ $E_z(\rho, \theta)$ devient :

$$E_z(\rho, \theta) = j \omega \mu_0 I \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_{mn}^2}{k_d^2 - k_{mn}^2} J_n(k_{mn} b) J_n(k_{mn} \rho) \cos(n \theta) \quad (\text{II.9})$$

V.1.3-Fréquences de résonance :

On considère que le substrat diélectrique est à faible perte :

$$k_d = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon} = \omega \sqrt{\mu_0 (\varepsilon' - j \varepsilon'')} = \sqrt{\varepsilon_r} k_0 \sqrt{1 - j \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}} \quad \text{avec} \quad \varepsilon_r = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon_0}$$

$$k_d \approx \sqrt{\varepsilon_r} k_0 \left(1 - j \frac{\varepsilon''}{2 \varepsilon'}\right) \quad \text{avec une partie imaginaire très faible quand} \quad \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \ll 1$$

$$\text{Re}(k_d) = k_{mn} \Rightarrow \quad \omega_{mn} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{c}} = \frac{p_{mn}}{a} : \text{au } mn^{\text{ième}} \text{ mode de résonance}$$

Donc :

$$\omega_{mn} = \frac{c \times p_{mn}}{\sqrt{\varepsilon_r} a} : \text{fréquence de résonance pour la cavité de l'antenne patch circulaire.} \quad (\text{II.10})$$

m\n	0	1	2	3
1	3.832	1.841	3.054	4.201
2	7.016	5.331	6.706	8.015
3	10.17	8.536	9.969	11.35
4	13.32	11.71	13.17	14.59

Tableau II.1 : Table des racines de p_{mn}

On remarque que p_{mn} est proportionnelle au nombre de mode mn et en considérant l'équation précédente, on a intérêt (pour un choix optimal de dimension) à prendre les p_{mn} les plus faibles correspondant aux modes plus bas : (1,0) ; (1,1) ; (1,2).

La fréquence de résonance du mode principal de la cavité est :

$$\omega_{11} = \frac{1.841 c}{\sqrt{\varepsilon_r} a} \quad (\text{II.11})$$

La fréquence de résonance du mode axial symétrique de la cavité du patch est :

$$\boxed{\omega_{10} = \frac{3.832c}{\sqrt{\epsilon_r}a}} \quad (\text{II.12})$$

V.1.4-Calcul du champ rayonné :

L'expression du champ rayonné est :

$$\begin{aligned} \vec{E} &= -\frac{jkt}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \oint_1 (\vec{r} \times \vec{t}) E_z(\vec{\rho}) e^{jk\vec{r} \cdot \vec{\rho}} dl \\ &= -\frac{jkt}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{-\pi}^{\pi} (-\vec{r} \times \vec{\theta}) E_z(a, \theta) e^{jka\vec{r} \cdot \vec{\theta}} a d\theta \end{aligned}$$

En coordonnées sphériques :

$$\begin{aligned} \vec{\rho} &= \hat{x} \cos\theta + \hat{y} \sin\theta \\ &= (\hat{r} \sin\theta \cos\phi + \hat{\theta} \cos\theta \cos\phi - \hat{\phi} \sin\phi) \cos\theta + (\hat{r} \sin\theta \sin\phi + \hat{\theta} \cos\theta \sin\phi + \hat{\phi} \cos\phi) \sin\theta \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{\theta} &= -\hat{x} \sin\theta + \hat{y} \cos\theta \\ &= -(\hat{r} \sin\theta \cos\phi + \hat{\theta} \cos\theta \cos\phi - \hat{\phi} \sin\phi) \sin\theta + (\hat{r} \sin\theta \sin\phi + \hat{\theta} \cos\theta \sin\phi + \hat{\phi} \cos\phi) \cos\theta \end{aligned}$$

$$(\hat{r}, \vec{\rho}) = \sin\theta (\cos\phi \cos\theta + \sin\phi \sin\theta) = \sin\theta \cos(\phi - \theta)$$

$$\begin{aligned} (\hat{r} \times \hat{\theta}) &= -\hat{\theta} (\sin\phi \sin\theta + \cos\phi \cos\theta) - \hat{\phi} \cos\theta (\cos\phi \sin\theta - \sin\phi \cos\theta) \\ &= -\hat{\theta} \cos(\phi - \theta) + \hat{\phi} \cos\theta \sin(\phi - \theta) \end{aligned}$$

D'après l'équation précédente, le champ à l'intérieur de la cavité s'écrit de la forme :

$$E_z(a, \theta) = j\omega\mu_0 I \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_{mn}^2}{k_a^2 - k_{mn}^2} j_n(k_{mn}b) j_n(k_{mn}a) \cos(n\theta)$$

$\approx C_{mn} \cos(n\theta)$ quand seulement le $mn^{\text{ième}}$ mode proche de résonance prédomine, il faut que $j_n(k_{mn}b) \neq 0$

$$\vec{E} \approx -\frac{JC_{mn}kat}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{-\pi}^{\pi} [\hat{\theta} \cos(\phi - \theta) - \hat{\phi} \cos\theta \sin(\phi - \theta)] \cos(n\theta) \times e^{jka \sin\theta \cos(\phi - \theta)} d\theta$$

$$\begin{array}{ll} (\phi - \theta) = u & \theta = \pi, u = \phi - \pi \\ d\theta = -du & \theta = -\pi, u = \phi + \pi \end{array} \quad \left| \begin{array}{l} \text{l'intégrant a une période de } 2\pi \text{ d'où :} \end{array} \right.$$

$$\vec{E} \approx -\frac{JC_{mn}kat}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{-\pi}^{\pi} (\hat{\theta} \cos u - \hat{\phi} \cos \theta \sin u) \cos[n(\phi - u)] \times e^{jk a \sin \theta \cos u} du \quad (\text{II.13})$$

Pour tout mode axial symétrique ($n=0$), l'expression du champ devient :

$$\vec{E} \approx -\hat{\theta} \frac{jC_{mn}kat}{\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \int_0^{\pi} \cos u \, e^{jk a \sin \theta \cos u} du \quad (\text{II.14})$$

D'après la représentation intégrale des fonctions de Bessel $J_n(z)$:

$$\int_0^{\pi} \cos nu \, e^{jz \cos u} du = j^n \pi J_n(z)$$

Champ rayonné du mode axial symétrique du patch est :

$$\vec{E} = \hat{\theta} C_{mn} kat \frac{e^{-jkr}}{r} j_1(ka \sin \theta) \quad (\text{II.15})$$

V.1.5-Impédance d'entrée du patch circulaire :

Le câble d'alimentation est de rayon ε alors :

$$\vec{\rho} = \hat{x}(b + \varepsilon) \rightarrow \rho_t = b + \varepsilon ; \theta_t = 0$$

l'impédance d'entrée est de la forme :

$$Z = -j\omega\mu_0 t \sum_{\alpha=1}^{\infty} \frac{1}{k_{eff}^2 - k_{\alpha}^2} \frac{\langle f, \psi_{\alpha} \rangle}{\langle \psi_{\alpha}, \psi_{\alpha} \rangle} \psi_{\alpha}(\vec{\rho}_t)$$

$$Z = -j\omega\mu_0 t \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_{mn}^2}{k_{eff}^2 - k_{mn}^2} j_n(k_{mn}b) j_n[k_{mn}(b + \varepsilon)] \quad (\text{II.16})$$

Avec :

$$A_{mn}^2 = \frac{\varepsilon_n (k_{mn}a)^2}{\pi a^2 \left[(k_{mn}a)^2 - n^2 \right] j_n^2(k_{mn}a)}$$

$$k_{eff}^2 = \varepsilon_r (1 - j\delta_{eff}) k_0^2$$

$$\delta_{eff} = \frac{P}{2W_e \omega} \approx \delta + \frac{P_{ray}}{2\omega W_E}$$

La puissance rayonnée en fonction du champ rayonné est :

$$P_{ray} = \oint_S \frac{1}{2} \hat{n} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}^*) ds$$

$$\vec{H}(\vec{r}) \approx \frac{\hat{r} \times \vec{E}(\vec{r})}{\eta}$$

Avec $\eta = \frac{\sigma\mu}{k} = \frac{\omega\mu}{\omega\sqrt{\epsilon\mu}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$: c'est l'impédance intrinsèque du milieu

Alors $P_{ray} = \frac{1}{2} \oint_s \hat{n} \cdot \left(\frac{\vec{E} \times (\hat{r} \times \vec{E}^*)}{\eta} \right) ds$

En utilisant : $\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B}(\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C}(\vec{A} \cdot \vec{B}) \Rightarrow P_{ray} = \frac{1}{2\eta} \oint_s \hat{n} \cdot [\hat{r}(\vec{E} \cdot \vec{E}^*) - \vec{E}^*(\vec{E} \cdot \hat{r})] ds$

$$= \frac{1}{2\eta} \oint_s \vec{E} \cdot \vec{E}^* ds$$

$$ds = r^2 \sin\theta d\theta d\phi \Rightarrow$$

$$P_{ray} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{\vec{E} \cdot \vec{E}^*}{2\eta} r^2 \sin\theta d\theta d\phi \quad (\text{II.17})$$

L'énergie électrique emmagasiné dans la cavité du patch est :

$$W_e = \frac{\epsilon t}{4} \int_0^{2\pi} \int_0^a E_z(\rho, \theta) E_z^*(\rho, \theta) \rho d\rho d\theta \quad (\text{II.18})$$

V.1.6-Conclusion :

L'antenne patch circulaire perd moins d'énergie par rayonnement et ce qui explique un facteur de qualité plus important que celui du rectangulaire .

La fréquence de résonance est déterminée en supposant que la cavité étendue sous les bords du patch est parfaite .

V.2-Patch rectangulaire :

V.2.1-Géométrie :

Une antenne patch rectangulaire est une antenne imprimée qui comporte une structure rectangulaire imprimée sur substrat avec plan de masse.

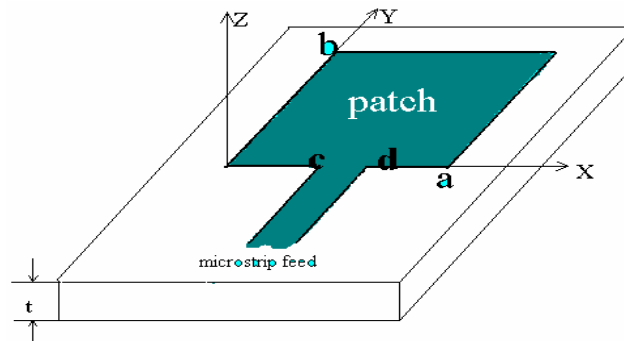


Figure II.2 : Antenne alimentée par ligne microstrip

$$\varepsilon/\varepsilon_0 \leq 4$$

$$t : \text{petit} \quad t \ll \lambda$$

V.2.2-Etude d'une antenne patch rectangulaire :

Dans la région située entre le patch et le plan de masse les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu_0 \vec{H} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + j\omega\varepsilon \vec{E} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0$$

- Si l'alimentation est par câble coaxial on a :

$$\vec{J} = \hat{z}J_z(\vec{\rho}) ; \quad \vec{\rho} = \hat{x}x + \hat{y}y.$$

- Si l'alimentation est par microstrip :

Il s'agit d'un courant linéique $\vec{K} = \hat{z}K_z$ au segment de la limite de contact entre le strip et le patch .

La distribution du courant est considérée indépendante des z car la couche du diélectrique est très mince ; l'équation de continuité donne :

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + j\omega\varepsilon \vec{E}$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{H}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{J} + j\omega\varepsilon \vec{\nabla} \cdot \vec{E}$$

$$0 = \vec{\nabla} \cdot \vec{J} + j\omega\varepsilon \frac{\rho}{\varepsilon} \Rightarrow$$

$$\boxed{\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = -j\omega\rho = 0} \quad (\text{II.19})$$

D'où la densité de charge volumique est nulle dans cette région, par conséquent $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$.

On a :

$$\boxed{(\nabla^2 + k_d^2)E_z = j\omega\mu_0 J} : \text{Equation d'onde homogène.} \quad (\text{II.20})$$

Avec $k_d = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon}$: Numéro d'onde dans le substrat.

En utilisant cette équation et les conditions aux limites on peut trouver E_z

$$\vec{E} = E_z \hat{z} \text{ avec } \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 ; E_z \text{ ne dépend que de } x \text{ et de } y.$$

On commence à chercher la solution caractéristique de l'équation d'onde homogène

$$(\nabla^2 + k_{mn}^2) E_z = 0 \quad (\text{II.21})$$

Pour un patch rectangulaire les solutions qui satisfont les conditions aux limites sont :

$$E_z = \psi_{mn} = \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \quad (\text{II.22})$$

$$k_{mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (\text{II.23})$$

*Cherchons le champ magnétique \vec{H} :

$$\text{On a : } \vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu_0 \vec{H} \Rightarrow$$

$$\begin{aligned} \vec{H} &= -\frac{1}{j\omega\mu_0} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} \hat{x} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \hat{y} \right) \\ &= \frac{n\pi/b}{j\omega\mu_0} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \hat{x} - \frac{m\pi/a}{j\omega\mu_0} \cos \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{m\pi x}{a} \hat{y} \end{aligned}$$

$$\boxed{\vec{H} = \frac{n\pi/b}{j\omega\mu_0} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \hat{x} - \frac{m\pi/a}{j\omega\mu_0} \cos \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{m\pi x}{a} \hat{y}} \quad (\text{II.24})$$

Cette solution donne :

$$H_x = 0 \text{ pour } y=0 \text{ ou } y=b$$

$$H_y = 0 \text{ pour } x=0 \text{ ou } x=a$$

La solution générale peut être représentée comme suit :

$$\boxed{E_z = \sum_m \sum_n A_{mn} \psi_{mn}} \quad (\text{II.25})$$

Le coefficient constant A_{mn} peut être déterminé comme suit :

$$\begin{aligned} \nabla^2 E_z &= \sum_m \sum_n A_{mn} \nabla^2 \psi_{mn} \\ &= -\sum_m \sum_n k_{mn}^2 A_{mn} \psi_{mn} \end{aligned}$$

$$\nabla^2 E_z = j\omega\mu_0 J_z - k_d^2 E_z$$

$$= j\omega\mu_0 J_z - \sum_m \sum_n k_d^2 A_{mn} \psi_{mn}$$

Alors on a :

$$j\omega\mu_0 J_z - \sum_m \sum_n k_d^2 A_{mn} \psi_{mn} = - \sum_m \sum_n k_{mn}^2 A_{mn} \psi_{mn} \Rightarrow$$

$$\boxed{\sum_m \sum_n (k_d^2 - k_{mn}^2) A_{mn} \psi_{mn} = j\omega\mu_0 J_z} \quad (\text{II.26})$$

Si on multiplie par ψ_{rs}^* et on intègre sur la surface du patch, on obtient :

$$\sum_m \sum_n (k_d^2 - k_{mn}^2) \int_S A_{mn} \psi_{mn} \psi_{rs}^* ds = j\omega\mu_0 \int_S J_z \psi_{rs}^* ds$$

$$\boxed{A_{mn} = \frac{j\omega\mu_0 \int_S J_z \psi_{rs}^* ds}{\sum_m \sum_n (k_d^2 - k_{mn}^2) \int_S \psi_{mn} \psi_{rs}^* ds}} \quad (\text{II.27})$$

Puisque ψ_{mn} et ψ_{rs} sont orthogonales, les termes $\psi_{mn} \psi_{rs}^*$ s'annulent pour : $mn \neq rs$; d'où :

$$A_{rs} = \frac{j\omega\mu_0 \int_S J_z \psi_{rs}^* ds}{(k_d^2 - k_{mn}^2) \int_S \psi_{rs} \psi_{rs}^* ds} \Rightarrow$$

$$\boxed{A_{rs} = \frac{j\omega\mu_0 \langle J_z \psi_{rs}^* \rangle}{k_d^2 - k_{mn}^2 \langle \psi_{rs} \psi_{rs}^* \rangle}} \quad (\text{II.28})$$

Avec :

$$\langle J_z \psi_{rs}^* \rangle = \int_S J_z \psi_{rs}^* ds$$

$$\langle \psi_{rs} \psi_{rs}^* \rangle = \int_S \psi_{rs} \psi_{rs}^* ds$$

En remplaçant A_{mn} , on trouve l'expression générale du champ \vec{E} dans la région en dessous du patch :

$$\boxed{E_z = j\omega\mu_0 \sum_m \sum_n \frac{1}{k_d^2 - k_{mn}^2} \frac{\langle J_z \psi_{mn}^* \rangle}{\langle \psi_{rs} \psi_{rs}^* \rangle}} \quad (\text{II.29})$$

V.2.2.1-Antenne patch rectangulaire alimenté par microstrip :

a) Calcul du champ E_z :

Le microstrip est supposé équivalent à un courant de densité linéique :

$$E_z = j\omega\mu_0 \sum_m \sum_n \frac{1}{k_d^2 - k_{mn}^2} \frac{\langle J_z \psi_{mn}^* \rangle}{\langle \psi_{mn} \psi_{mn}^* \rangle} \psi_{mn} \quad (\text{II.30})$$

$$\psi_{mn} = \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \quad ; \quad k_{mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$$

$$\langle J_z \psi_{mn} \rangle = \int_S J_z \psi_{mn} ds \quad ; \quad \langle \psi_{mn} \psi_{mn}^* \rangle = \int_S \psi_{mn} \psi_{mn}^* ds$$

1^{er} cas : pour m = 0 et n = 0

$$\psi_{00} = 1$$

Le courant dépend de x :

$$\langle J_z \psi_{00} \rangle = \int_S \psi_{00} ds = d - c$$

$$\langle \psi_{00} \psi_{00}^* \rangle = \int_S \psi_{00} \psi_{00}^* ds = \int_S ds = a \cdot b$$

$$E_z = j\omega\mu_0 \frac{1}{k_d^2} \frac{\int_S J ds}{\int_S \psi_{00} \psi_{00}^* ds} \Rightarrow$$

$$E_z = j\omega\mu_0 \frac{1}{k_d^2} \frac{d-c}{ab} \quad (\text{II.31})$$

2^{ème} cas : pour m = 0 et n ≠ 0

$$E_z = j\omega\mu_0 \frac{1}{k_d^2 - k_{0n}^2} \frac{\langle J \psi_{0n} \rangle}{\langle \psi_{0n} \psi_{0n}^* \rangle} \psi_{0n}$$

$$\psi_{0n} = \cos \frac{n\pi y}{b}$$

$$\langle J \psi_{0n}^* \rangle = \int_S J \cos \frac{n\pi y}{b} ds$$

Le courant n'est défini que pour y=0 c'est à dire $\psi_{0n}(y=0)=1$

$$\langle J \psi_{0n}^* \rangle = \int_c^d dx = [x]_c^d = d - c$$

$$\langle \psi_{0n} \psi_{0n}^* \rangle = \int_S \frac{1}{2} \left(\cos 2 \frac{n\pi y}{b} + 1 \right) ds$$

$$\langle \psi_{0n} \psi_{0n}^* \rangle = \frac{1}{2} \int_S \cos 2 \frac{n\pi y}{b} dx dy + \frac{1}{2} \int_S ds$$

$$= \frac{1}{2} ab$$

Donc :

$$E_z = j\omega\mu_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{k_d^2 - k_{0n}^2} \frac{d-c}{\frac{1}{2}ab} \cos \frac{n\pi y}{b}$$

$$E_z = j\omega\mu_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2(d-c)}{ab(k_d^2 - k_{0n}^2)} \cos \frac{n\pi y}{b} \quad (\text{II.32})$$

3^{ème} cas : pour $m \neq 0$ et $n = 0$

$$E_z = j\omega\mu_0 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{k_d^2 - k_{m0}^2} \frac{\langle J\psi_{m0}^* \rangle}{\langle \psi_{m0}\psi_{m0}^* \rangle} \psi_{m0}$$

$$\psi_{m0} = \cos \frac{m\pi x}{a}$$

$$\langle \psi_{m0}\psi_{m0}^* \rangle = \int_S \psi_{m0}\psi_{m0}^* ds$$

$$= \int_S \cos^2 \frac{m\pi x}{a} ds$$

$$= \frac{1}{2} \int_S \cos 2 \frac{m\pi x}{a} dx dy + \frac{1}{2} \int_S ds$$

$$= \frac{1}{2} ab$$

$$\langle J\psi_{m0}^* \rangle = \int_S J\psi_{m0}^* ds$$

$$= \int_c^d \cos \frac{m\pi}{a} x dx$$

$$= \frac{a}{m\pi} \left[\sin \frac{m\pi x}{a} \right]_c^d$$

$$= \frac{a}{m\pi} \left[\sin \frac{m\pi d}{a} \sin \frac{m\pi c}{a} \right] \quad \text{Donc :}$$

$$E_z = j\omega\mu_0 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{k_d^2 - k_{m0}^2} \frac{a}{m\pi} \left[\sin \frac{m\pi d}{a} \sin \frac{m\pi c}{a} \right] \frac{2}{ab} \cos \frac{m\pi x}{a}$$

$$= j\omega\mu_0 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2}{m\pi b(k_d^2 - k_{m0}^2)} \left[\sin \frac{m\pi d}{a} \sin \frac{m\pi c}{a} \right] \cos \frac{m\pi x}{a}$$

En utilisant : $\sin x - \sin y = 2 \cos \frac{1}{2}(x+y) \sin \frac{1}{2}(x-y)$ on aura :

$$\sin \frac{m\pi d}{a} - \sin \frac{m\pi c}{a} = 2 \cos \frac{m\pi(d+c)}{2a} \sin \frac{m\pi(d-c)}{2a} \quad \text{donc :}$$

$$E_z = j\omega\mu_0 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{4}{m\pi b(k_d^2 - k_{m0}^2)} \cos \frac{m\pi(d+c)}{2a} \sin \frac{m\pi(d-c)}{2a} \cos \frac{m\pi x}{a} \quad (\text{II.33})$$

4^{ème} cas : pour $m \neq 0$ et $n \neq 0$

$$E_z = j\omega\mu_0 \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{k_d^2 - k_{mn}^2} \frac{\langle J\psi_{mn}^* \rangle}{\langle \psi_{mn}\psi_{mn}^* \rangle} \psi_{mn}$$

$$\psi_{mn} = \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b}$$

$$\langle J \psi_{mn}^* \rangle = \int_S J \psi_{mn}^* ds$$

$$\langle J \psi_{mn}^* \rangle = \int_c^d \cos \frac{m\pi x}{a} dx$$

$$= \frac{a}{m\pi} \left[\sin \frac{m\pi x}{a} \right]_c^d$$

$$\langle J \psi_{mn}^* \rangle = \frac{a}{m\pi} \left[\sin \frac{m\pi d}{a} \sin \frac{m\pi c}{a} \right]$$

$$= \frac{a}{m\pi} \left[2 \cos \frac{m\pi(d+c)}{2a} \sin \frac{m\pi(d-c)}{2a} \right]$$

$$\langle \psi_{mn} \psi_{mn}^* \rangle = \int_S \cos^2 \frac{m\pi x}{a} \cos^2 \frac{n\pi y}{b} ds$$

$$= \int_0^a \cos^2 \frac{m\pi x}{a} dx \int_0^b \cos^2 \frac{n\pi y}{b} dy$$

$$= \frac{1}{2} a \times \frac{1}{2} b$$

$$= \frac{1}{4} ab$$

$$E_z = j\omega\mu_0 \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8}{m\pi b(k_d^2 - k_{mn}^2)} \cos \frac{m\pi(d+c)}{2a} \sin \frac{m\pi(d-c)}{2a} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \quad (\text{II.34})$$

Donc on peut écrire E_z comme suit :

$$E_z = j\omega\mu_0 \left[\frac{(d-c)}{abk_d^2} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2(d-c)}{ab(k_d^2 - k_{0n}^2)} \cos \frac{n\pi y}{b} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{4}{m\pi b(k_d^2 - k_{m0}^2)} \cos \frac{m\pi(d+c)}{2a} \sin \frac{m\pi(d-c)}{2a} \right. \\ \left. \cos \frac{m\pi x}{a} + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8}{m\pi b(k_d^2 - k_{mn}^2)} \cos \frac{m\pi(d+c)}{2a} \sin \frac{m\pi(d-c)}{2a} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \right] \quad (\text{II.35})$$

b) Fréquence de résonance :

Pour une fréquence donnée :

$$k_d = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon} \quad \text{est constante .}$$

$$\epsilon = \epsilon' + j\epsilon'' = \epsilon'(1 - j\delta)$$

Avec δ : terme de perte généralement petit d'où k_d est presque un réel pur. Dans ce cas, la formule précédente montre que le m ^{ème} coefficient d'amplitude devient très large . Le patch est alors résonnant au m ^{ème} mode .

La fréquence de résonance est alors donnée par :

$$k_{mn}^2 = \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 = \omega_r^2 \mu_0 \epsilon = (2\pi f_r)^2 \mu_0 \epsilon \Rightarrow$$

$$f_{rmn} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu_0\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad m, n \text{ entiers} \quad (\text{II.36})$$

c) Les champs de rayonnement :

Pour le champ à l'extérieur de la surface, il est nécessaire d'introduire des sources magnétiques fictives (ρ_m, J_m) car les sources électriques (ρ, J) seules ne suffisent pas.

Les sources électriques (ρ, J) créent les champs (\vec{E}_1, \vec{B}_1) et les sources magnétiques (ρ_m, J_m) créent les champs (\vec{E}_2, \vec{B}_2) .

(ρ_m, J_m) doivent vérifier les équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \vec{J}_m - j\omega \vec{B}_2$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}_2 = j\mu_0 \epsilon \omega \vec{E}_2$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_2 = 0$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_2 = \mu_0 \rho_m$$

Les deux premières équations donnent :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_m = -j\omega \rho_m$$

Si les sources électriques et magnétiques se trouvent sur la surface, la densité de courant linéique \vec{K} et magnétique \vec{K} remplacent \vec{J} et \vec{J}_m . De même la densité de charge surfacique ρ_s et magnétique ρ_{sm} remplacent ρ et ρ_m .

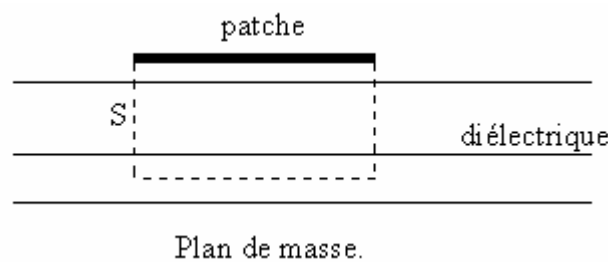


Figure II.3 : Présentation d'une antenne Patch

Supposons S la surface fermée limitant la région diélectrique au dessous du patch.

Les champs sur la face supérieure de S (sous le patch métallique) et la face inférieure de S située sur le plan de masse sont nuls et aucune source équivalente n'apparaît sur ces deux faces. Au $m^{ième}$ mode de résonance, les sources magnétiques équivalentes sur la face latérale peuvent être déterminées par :

On a $\vec{K}_m = -\hat{n} \times \vec{E}$

$$\vec{E} = E_z \hat{z}$$

$$\vec{K}_m = -\cos \frac{n\pi y}{b} \hat{y} \quad \text{pour } x=0$$

$$\vec{K}_m = -\cos \frac{m\pi x}{a} \hat{x} \quad \text{pour } y=0$$

$$\vec{K}_m = (-1)^m \cos \frac{n\pi y}{b} \hat{y} \quad \text{pour } x=a$$

$$\vec{K}_m = (-1)^n \cos \frac{m\pi x}{a} \hat{x} \quad \text{pour } y=b$$

*Le champ électrique dû aux courants magnétiques \vec{K}_m dans la zone de rayonnement est déterminé par :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{-jk}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} [\hat{\theta} L_\theta - \hat{\phi} L_\phi] \quad (\text{II.37})$$

Avec $\vec{L}_{(\theta, \phi)} = \int_S \vec{K}_m e^{jk(\hat{r}, \vec{r}')} ds$: vecteur de rayonnement

Cherchons $\vec{L}(\theta, \phi)$:

On a :

$$\vec{r}' = (x \sin \theta \cos \phi + y \sin \theta \sin \phi + z \cos \theta) \hat{r} + (x \cos \theta \cos \phi + y \cos \theta \sin \phi - z \sin \theta) \hat{\theta} + (-x \sin \phi + y \cos \phi) \hat{\phi}$$

$$\hat{r} \cdot \vec{r}' = x \sin \theta \cos \phi + y \sin \theta \sin \phi + z \cos \theta$$

Alors :

$$\begin{aligned} \vec{L}(\theta, \phi) &= \int_S \vec{K}_m e^{jk(x \sin \theta \cos \phi + y \sin \theta \sin \phi + z \cos \theta)} ds \\ &= \int_{S'} \vec{K}_m e^{jk(x \sin \theta \cos \phi + y \sin \theta \sin \phi)} ds' \int_{-t}^t e^{jkz \cos \theta} dz \end{aligned}$$

S' la surface des parois de la cavité .

$$\int_{-t}^t e^{jkz \cos \theta} dz \approx 2t \quad \text{car} \quad kt \ll 1 \quad \text{pour une antenne patch type .}$$

Ce qui explique :

$$\vec{L}(\theta, \phi) = 2t \int_{S'} \vec{K}_m e^{jk(x \sin \theta \cos \phi + y \sin \theta \sin \phi)} ds' \quad (\text{II.38})$$

$$\vec{K}_m = k_{mx} \hat{x} + k_{my} \hat{y}$$

$$= k_{mx} (\sin \theta \cos \phi \hat{r} + \cos \theta \cos \phi \hat{\theta} - \sin \phi \hat{\phi}) + k_{my} (\sin \theta \sin \phi \hat{r} + \cos \theta \sin \phi \hat{\theta} + \cos \phi \hat{\phi})$$

$$L\theta = 2t \int_{s'} (\vec{K}_{mx} \cos\theta \cos\phi + k_{my} \cos\theta \sin\phi) e^{jk(x \sin\theta \cos\phi + y \sin\theta \sin\phi)} ds'$$

$$L\phi = 2t \int_{s'} (-\vec{K}_{mx} \sin\phi + k_{my} \cos\phi) e^{jk(x \sin\theta \cos\phi + y \sin\theta \sin\phi)} ds'$$

K_{mx} étant le terme de courant magnétique sur les parois $x=0$ et $x=a$

K_{my} étant le terme de courant magnétique sur les parois $y=0$ et $y=b$

On pose :

$$\begin{aligned} g_1(\theta, \phi) &= \int_{s'} K_{mx} e^{jk(x \sin\theta \cos\phi + y \sin\theta \sin\phi)} ds' \\ &= \left[1 - (-1)^n e^{jkbs \sin\theta \sin\phi} \right]_0^a \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) e^{jkx' \sin\theta \cos\phi} dx' \end{aligned}$$

$$g_2(\theta, \phi) = \int_{s'} K_{my} e^{jk(x \sin\theta \cos\phi + y \sin\theta \sin\phi)} ds'$$

Alors $L\theta$ et $L\phi$ peuvent s'écrire :

$$L\theta = (2t \cos\theta) [\cos\phi g_1(\theta, \phi) + \sin\phi g_2(\theta, \phi)] \quad (\text{II.39})$$

$$L\phi = 2t [-\sin\phi g_1(\theta, \phi) + \cos\phi g_2(\theta, \phi)] \quad (\text{II.40})$$

d) Impédance d'entrée du patch :

l'expression de l'impédance d'entrée est :

$$Z = \frac{V}{I} = -\frac{1}{I} \int_0^t Ez(x, y) dz = -\frac{t}{I} Ez(x, y)$$

$$Z = -j\omega\mu_0 t \frac{1}{I} \sum_m \sum_n \frac{1}{k_{eff}^2 - k_{mn}^2} \frac{\langle Jz \psi_{mn}^* \rangle}{\langle \psi_{mn} \psi_{mn}^* \rangle} \psi_{mn}(x, y) \quad (\text{II.41})$$

Z : impédance d'entrée .

I : courant d'entrée .

Dans le cas d'un patch rectangulaire alimenté par une ligne microstrip :

$$\begin{aligned} Z = -j\omega\mu_0 t \left[\frac{d-c}{abk_d^2} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2(d-c)}{ab(k_d^2 - k_{0n}^2)} \cos \frac{n\pi y}{b} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{4}{m\pi b(k_d^2 - k_{m0}^2)} \cos \frac{m\pi(d+c)}{2a} \sin \frac{m\pi(d-c)}{2a} \cos \frac{m\pi x}{a} + \right. \\ \left. \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8}{m\pi b(k_d^2 - k_{mn}^2)} \cos \frac{m\pi(d+c)}{2a} \sin \frac{m\pi(d-c)}{2a} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \right] \end{aligned}$$

e) Puissance rayonnée :

La puissance est déterminée par le flux de vecteur de Poynting à travers une surface sphérique

$$\langle \vec{P} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \langle \vec{E} \times \vec{H}^* \rangle \quad \text{vecteur de poynting dans la zone de rayonnement}$$

$$\langle \vec{P} \rangle = \hat{r} \frac{\vec{E} \cdot \vec{E}^*}{2\eta_0} \quad \text{avec} \quad \eta_0 = \frac{\omega\mu}{k} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad ; k = 2\pi/\lambda$$

$$\vec{E} = \frac{-jk}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} [\hat{\theta} L_\phi - \hat{\phi} L_\theta]$$

On a, par hypothèse : $\frac{e^{-jkr}}{r} \approx \frac{1}{r}$

$$\vec{E} = \frac{-jk}{4\pi} [\hat{\theta} L_\phi - \hat{\phi} L_\theta]$$

$$\vec{E} \cdot \vec{E}^* = \frac{4\pi^2}{16\pi^2 \lambda^2 r^2} [L_\theta^2 + L_\phi^2]$$

$$\langle \vec{P} \rangle = \hat{r} \frac{\vec{E} \cdot \vec{E}^*}{2\eta_0} \quad \text{ce qui donne} \quad \langle \vec{P} \rangle = \hat{r} \frac{1}{r^2} \frac{1}{8\eta_0 \lambda^2} [L_\theta^2 + L_\phi^2]$$

avec η_0 : impédance d'onde dans l'espace libre .

$$W = \lim_{r \rightarrow \infty} \oint \hat{n} \cdot \langle \vec{P} \rangle ds \quad : \text{puissance rayonnée}$$

$$\hat{n} = \hat{r}; \quad ds = r^2 \sin\phi \, d\theta d\phi = r^2 d\Omega$$

$$d\Omega = \text{unité d'angle solide}$$

On a alors :

$$W = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{1}{8\eta_0 \lambda^2} (L_\theta^2 + L_\phi^2) d\Omega$$

$$\text{On note} \quad K = \frac{dW}{d\Omega} = \frac{1}{8\eta_0 \lambda^2} [L_\theta^2 + L_\phi^2] \quad \text{l'intensité de rayonnement} \quad (\text{II.42})$$

Donc :

$$W = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} K(\theta, \phi) d\Omega \quad (\text{II.43})$$

W : puissance rayonnée totale

RESEAUX D'ANTENNES

I-AVANTAGE ET APPLICATION

L'avantage de base pour un groupement d'antennes est le concept du balayage électronique ; une antenne à balayage électronique est un groupement d'antennes (sources élémentaires) dont chaque source est contrôlée en phase, donc un déphaseur lui est associé. Chaque déphaseur est commandé pour l'ajustement de déphasage entre les différentes sources. L'ensemble des déphaseurs est commandé par un système de commande (un calculateur) .

Le balayage électronique permet de faire varier très rapidement la direction de rayonnement maximum de l'antenne suite à un algorithme de balayage qui contrôle et modifie les déphasages entre les sources instantanément et donc couvrir une angle solide très large de radiation autour de réseau.

En plus du balayage électronique, un réseau est utilisé pour augmenter la directivité et renforcer l'intensité de rayonnement dans une direction souhaitée, et cela en créant des interférences constructives entre les champs provenant de différents sources .

II-RAYONNEMENT D'UN GROUPEMENT DE SOURCES

II.1-Sources isotropes :

Aux fréquences très élevées, il devient possible de grouper plusieurs antennes afin que les interférences entre les champs rayonnés par chacune d'elles concentrent l'énergie dans une direction choisie .

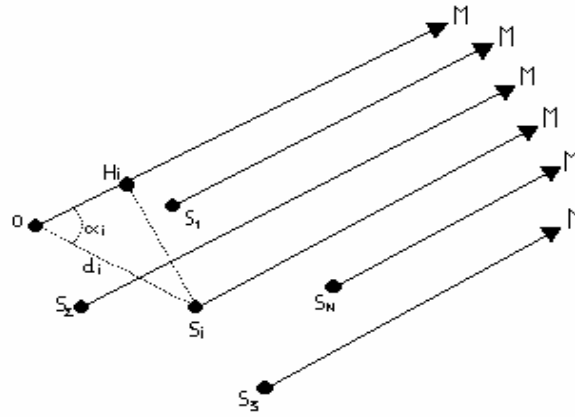


Figure III.1 : Géométrie du champ éloigné pour un réseau de N éléments de sources isotropes

Considérons donc un groupement de N sources que nous supposons isotropes pour le moment, situées dans un certain volume (comme l'indique la figure III.1) .

Soit S_i une source courante du groupement et un point O pris arbitrairement comme origine des phases. S_i est définie en position par sa distance d_i de l'origine et par l'angle α_i ; elle est alimentée par un champ d'amplitude A_i , avec une phase φ_i .

φ_i est positif pour une avance de phase et négatif pour un retard. Soit un point M à une très grande distance du groupement, de telle sorte que les S_iM et OM soient tous pratiquement parallèles entre eux.

Le champ en M correspondant à S_i est :

$$E_i = \left[\sqrt{\frac{60 P_t}{S_i M}} \right] e^{-jk(S_i M)} \quad (\text{III.1})$$

En tenant compte de la phase φ_i et de l'amplitude A_i , ceci donne :

$$E_i = \left(\frac{1}{S_i M} \right) A_i e^{j\varphi_i} e^{-jk(S_i M)}$$

Pour les amplitudes des E_i , on fait une erreur tout à fait négligeable en écrivant que tous les $(S_i M)$ sont égaux entre eux et à OM ; cependant en ce qui concerne les phases où une variation de λ_0 sur la distance R entraîne un retard de phase de (2π) , on doit tenir compte des plus petites variations de calcul du champ d'interférences. Si H_i est le pied de la perpendiculaire abaissée de S_i sur OM on a :

$$S_i M = OM - d_i \cos \alpha_i$$

D'où :

$$E_1 = \left(\frac{1}{OM} \right) A_i e^{-jk(OM)} \cdot e^{j(kd_1 \cos \alpha_i + \varphi_i)} \quad (\text{III.2})$$

En posant:

$$\psi_i = kd_1 \cos \alpha_i + \varphi_i \quad (\text{III.3})$$

Il devient :

$$E_1 = \left(\frac{1}{OM} \right) A_i e^{-jk(OM)} \cdot A_i e^{j\psi_i}$$

D'où l'expression du champ total :

$$E_M = \left[\frac{e^{-jk(OM)}}{OM} \right] \sum_1^N A_i \cdot e^{j\psi_i} \quad (\text{III.4})$$

Ou encore en valeur relative:

$$E(\theta, \phi) = \sum_1^N A_i \cdot e^{j\psi_i} \quad (\text{III.5})$$

Où θ et Φ définissent la direction OM. Cette expression permettra toujours de calculer le champ d'interférences du groupement.

II.2-Sources réelles : principe de multiplication des diagrammes

Au lieu de sources isotropes, nous disposons d'antennes élémentaires toutes identiques et orientées de la même façon présentant donc chacune le même diagramme de rayonnement $F(\theta, \Phi)$.

Donc :

$$E(\theta, \phi) = A F(\theta, \phi) e^{j\psi_1} + A F(\theta, \phi) e^{j\psi_2} + A F(\theta, \phi) e^{j\psi_3} + \dots + A F(\theta, \phi) e^{j\psi_N} \quad (\text{III.6})$$

Soit:

$$E_1(\theta, \phi) = F(\theta, \phi) \left[\sum_{i=1}^N A_i e^{j\psi_i} \right] = F(\theta, \phi) E(\theta, \phi) \quad (\text{III.7})$$

Le diagramme est donc le produit du diagramme d'une source élémentaire par le diagramme correspondant à N sources isotropes placées aux centres de phases des sources élémentaires, diagramme que l'on appellera le facteur de groupement ou encore le **facteur de réseau** si le groupement est un ensemble de sources plaquées sur une surface pour y constituer un réseau de sources.

III-ALIGNEMENT DES SOURCES EQUIDISTANTES

III.1-Théorie générale élémentaire :

Nous nous plaçons dans un cas pratique très important. Soit un alignement de N sources distantes de (d) les unes aux autres suivant un axe Ox, symétrique de part et d'autre de O. On suppose d'abord qu'il s'agit de sources isotropes, soit $F(\theta, \Phi) = 1$.

La situation est schématisée à la (figure III.2); on se propose de calculer le champ d'interférence dans la direction OM faisant un angle θ avec la normale Oz à l'alignement. Supposons que le signal alimentant une source de rang « i » ait une amplitude A_i et qu'il avance d'une phase (φ_i) par rapport à la source centrale en O, prise comme origine des phases.

On suppose aussi que la phase varie d'une quantité φ d'une source à la suivante, située à droite de la précédente. On notera que ces suppositions reviennent à considérer qu'il y a un nombre impair de sources. On admet aussi qu'il y a une distribution d'amplitude des sources qui est paire autour de O, l'amplitude maximale étant A_0 , et que $A_i = A_{-i}$.

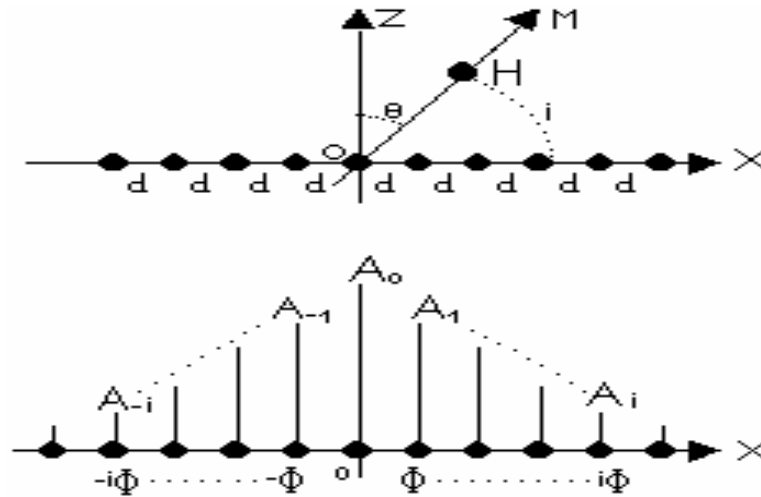


Figure III.2: Alignement des sources équidistantes

Avec $F(\theta, \Phi)=1$ on aura :

$$E_M = A_0 + A_1 e^{j(kd \sin \theta + \varphi)} + A_2 e^{j(kd \sin \theta + \varphi)} \dots + A_i e^{j(kd \sin \theta + \varphi)} + \dots + A_{-1} e^{j(kd \sin \theta + \varphi)} + A_{-2} e^{j(kd \sin \theta + \varphi)} \dots + A_{-i} e^{j(kd \sin \theta + \varphi)} + \dots \quad (\text{III.8})$$

En posant :

$$\Psi = kd \sin \theta + \varphi$$

Il vient :

$$E_M = A_0/2 + A_1 e^{j\Psi} + A_2 e^{j2\Psi} + \dots + A_i e^{ji\Psi} + \dots + A_0/2 + A_{-1} e^{-j\Psi} + A_{-2} e^{-j2\Psi} + \dots + A_{-i} e^{-ji\Psi} + \dots \quad (\text{III.9})$$

III.2-Distance maximale entre sources :

La relation $\Psi = kd \sin \theta + \varphi$ montre qu'il pourra exister des valeurs de θ pour lesquelles $\Psi = 2\pi m$, m étant un entier non nul, et l'on obtiendra un maximum de rayonnement pour ladite valeur de θ . supposons donc que la direction θ_0 corresponde à $\Psi = 2\pi m$. si l'on peut avoir aussi :

$$kd \sin \theta + \varphi = 2\pi(m \pm 1) \quad (\text{III.10})$$

Il y aura un autre maximum pour θ_1 et le diagramme comportera 3 faisceaux identiques, orientés suivant θ_1 correspondant par exemple à $(m+1)$, θ_0 correspondant à m et θ_0'' correspondant à $(m-1)$. On peut tirer ces trois valeurs de θ qui s'écrit aussi :

$$kd \sin \theta = 2\pi m - \varphi \pm 2\pi$$

Ce qui donne :

$$\sin \theta = \left[\frac{(2\pi m - \varphi)}{kd} \right] \pm \frac{2\pi}{kd} \quad (\text{III.11})$$

Ou encore :

$$\sin \theta = \sin \theta_0 \pm \frac{\lambda_0}{d} \quad \text{avec } \sin \theta_0 = -\frac{\varphi}{kd}$$

Dans ce cas, la puissance rayonnée est au moins répartie dans 3 lobes identiques et le gain dans l'un des lobes est divisé par 3. Pour éviter l'apparition de ces lobes parasites, dits lobes de réseau ou encore faisceaux de second ordre, il suffit de s'arranger pour que $\sin \theta$ soit impossible, ce qui est le cas, si :

$$\sin \theta_0 \pm \frac{\lambda_0}{d} > \pm 1$$

Ce qui donne:

$$d < \frac{\lambda_0}{(1 + |\sin \theta_0|)} \quad (\text{III.12})$$

Il existe donc une distance maximale admissible entre les sources . dans le cas d'un alignement équiphase, $\sin \theta_0 = 0$ et il faut $d < \lambda_0$, tandis que pour un alignement rayonnant en bout $|\sin \theta_0| = 1$ et $d < \lambda_0/2$.

Pratiquement , on est souvent conduit à prendre $d = \lambda_0/2$ dans le premier cas et $d = \lambda_0/4$ dans le deuxième cas.

III.3-Influence du déphasage φ sur les diagrammes :

La relation $\sin \theta_0 = -\varphi/kd$ montre que la direction du maximum de rayonnement θ_0 est fonction de φ ; si $\varphi = 0$ (alignement équiphase), $\sin \theta_0 = 0$ et $\theta_0 = 0$: le maximum se trouve dans la direction Oz perpendiculaire à celle de l'alignement, c'est à dire à la surface équiphase. Ceci est représenté à la figure ci-dessous :

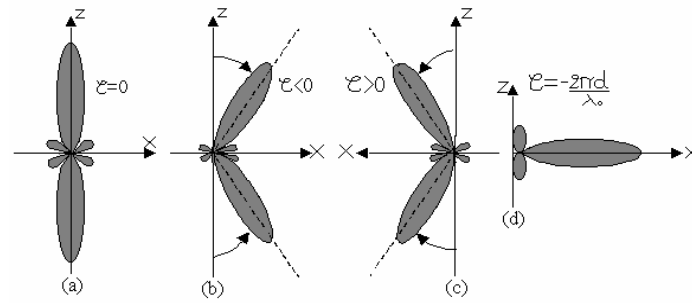


Figure III.3: Influence du déphasage φ sur les diagrammes de rayonnement

Si les phases retardent d'une source à la suivante vers les Ox positifs, de sorte que φ soit négatif, la figure ci-dessus montre que $\sin\theta_0$ est positif, donc que θ_0 est un angle du premier quadrant. De même, si les phases avancent de gauche à droite, $\varphi > 0$, $\sin\theta_0$ est négatif et θ_0 devient un angle du deuxième quadrant. On voit donc que le faisceau rayonné s'incline, et ceci d'autant plus que $|\varphi|$ augmente et qu'il s'incline du côté où les phases retardent.

Ces différents diagrammes sont tous de révolution autour de Ox dans le cas idéal de sources isotropes. Pratiquement, il n'en est jamais ainsi car les sources élémentaires ont chacune leur diagramme propre $F(\theta, \Phi)$. De même, les conclusions ci-dessus ne tiennent pas compte des couplages éventuels entre les sources.

III.4-Effets de couplages entre sources :

Soit dans un réseau ou un alignement comme le présente la figure III.4, deux sources voisines (A) et (B) et considérons d'abord la source A quand elle est isolée : dans une direction θ elle aura un gain $g(\theta)$ et, vue de son alimentation, elle présentera un coefficient de réflexion Γ_a , fonction de son admittance d'entrée normalisée (y_a).

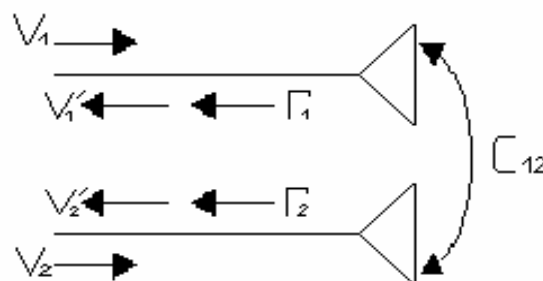


Figure III.4: Effet de couplage entre les sources

Plaçons maintenant la source A à proximité d'une autre source B (l'effet de couplage apparaît lorsque les sources sont proches) qui lui est identique.

L'admittance présentée par A, soit y_a doit tenir compte du couplage de B. Si ce couplage se traduit par une admittance mutuelle y_{AB} et si y_0 est l'admittance propre de la source A isolée, il vient :

-pour la source A isolée : $y_{a0}=y_0 \rightarrow \Gamma_0$;

-pour la source A en présence de B : $y_{a1}=y_0+y_{AB} \rightarrow \Gamma_1$;

on peut écrire :

$$\vec{V}_1 = C_{11}\vec{V}_1 + C_{12}\vec{V}_2$$

$$\vec{V}_2 = C_{21}\vec{V}_1 + C_{22}\vec{V}_2$$

Où les C_{ij} sont des coefficients de réflexion complexes

Pour chaque alimentation il vient :

$$\bar{\Gamma}_1 = \frac{\vec{V}_1}{\vec{V}_1} = C_{11} + C_{12} \frac{\vec{V}_2}{\vec{V}_1} \quad (\text{III.13})$$

$$\bar{\Gamma}_2 = \frac{\vec{V}_2}{\vec{V}_2} = C_{22} \frac{\vec{V}_1}{\vec{V}_2} + C_{21} \quad (\text{III.14})$$

C_{12} dépend des dimensions et des positions relatives des sources, tandis que V_2 / V_1 et V_1 / V_2 dépendent de phases des ondes d'alimentation ou encore de déphasage $\delta\Phi$ entre les deux sources .

Pour un réseau, la situation sera plus complexe car le coefficient global de réflexion Γ_θ , pour une direction θ , dépendra de tous les couplages entre la source placée en A et toutes les autres sources du groupements. Si la direction θ restait fixe, on pourrait imaginer une adaptation globale tel que le coefficient de réflexion global pour cette direction θ soit très faible : mais si θ varie, comme Γ_0 est une fonction de θ , aucune compensation n'est envisageable quand θ varie, le seul remède étant de maintenir Γ_θ aussi faible que possible. Et s'il advient que pour une certaine direction particulière de θ , Γ_θ tend vers 1, le gain tend alors vers 0 : c'est le phénomène de **direction aveugle**.

III.5-Groupement de deux antennes:

Soit la figure ci-dessous :

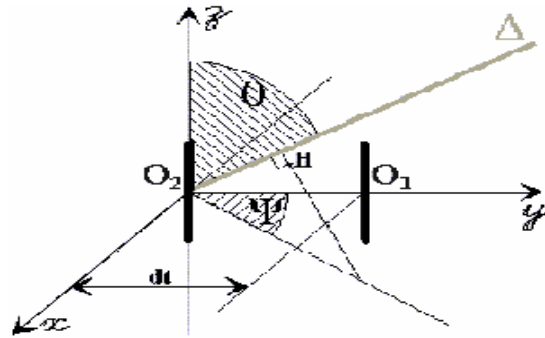


Figure III.5 : Groupements de deux antennes

Considérons deux antennes filaires telles celles représentées ici. Elles sont distantes de $2d$ et alimentées par des courants de même intensité mais déphasés l'un par rapport à l'autre. Supposons que le courant dans l'antenne **O1** soit en avance de $2\pi\xi$ sur celui alimentant l'antenne **O2**. Loin des antennes, dans la direction Δ , si l'antenne **O1** crée un champ **E1**, l'antenne **O2** créera le champ :

$$E_2 = E_1 e^{-j(\beta O_2 H + 2\pi\xi)} \quad \text{avec} \quad \beta O_2 H = 2\beta d \cos\psi \sin\theta \quad (\text{III.15})$$

β : constante de phase dans l'air .

Le champ total s'exprime donc comme :

$$E_T = E_1 + E_2 = E_1 (1 + e^{-js}) \quad (\text{III.16})$$

Avec

$$s = 2\beta d \cos\psi \sin\theta + 2\pi\xi \quad (\text{III.17})$$

La fonction caractéristique du groupement est alors :

$$F(\theta, \psi) = 2 \cos(\beta d \cos\psi \sin\theta + \pi\xi) \quad (\text{III.18})$$

III.6-Réseau uniforme d'antennes :

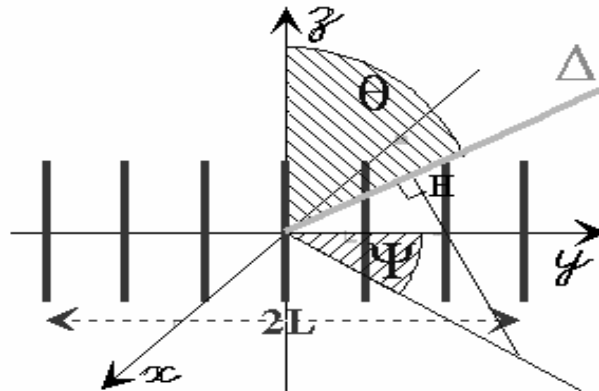


Figure III.6 : Réseau uniforme d'antennes

Afin d'obtenir une plus grande directivité on dispose un grand nombre d'antennes.

Soit par exemple le réseau présenté par la figure III.6 :

En généralisant le calcul fait pour le groupement de 2 antennes, le champ total s'exprime comme :

$$E_T = E_1 + E_2 + \dots + E_n$$

c'est à dire :

$$E_T = E_1 (1 + e^{-js} + e^{-2js} + \dots + e^{-(n-1)js}) \quad (\text{III.19})$$

Somme d'une série géométrique de raison e^{-js} avec :

$$s = 2\beta d \cos\psi \sin\theta + 2\pi\xi$$

Nous avons donc :

$$E_T = E_1 \frac{(1 - e^{-njs})}{(1 - e^{-js})} \quad (\text{III.20})$$

Nous en déduisons la fonction caractéristique de l'alignement (en module):

$$|E_T| = |E_1| \left| \frac{\left(\sin \frac{ns}{2} \right)}{\left(\sin \frac{s}{2} \right)} \right| \quad (\text{III.21})$$

avec toujours:

$$s = 2\beta d \cos\psi \sin\theta + 2\pi\xi$$

- On peut aussi obtenir le diagramme de rayonnement du réseau de manière simple en multipliant les fonctions caractéristiques. Ci dessous cette méthode est utilisée pour l'association de 4 sources distantes de $\lambda/2$, considérées comme 2 groupes de 2 sources :

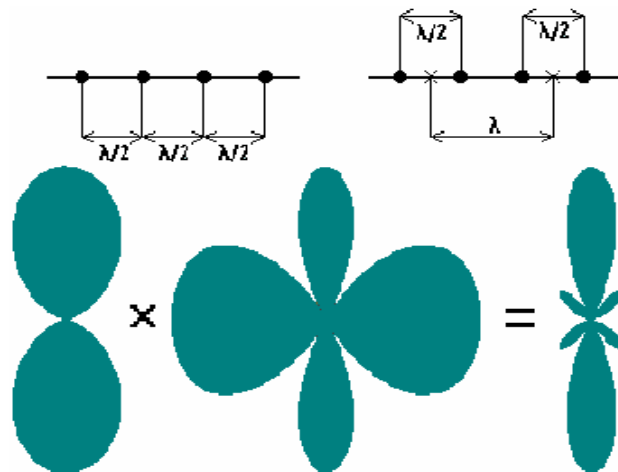


Figure III.7 : Multiplication des diagrammes

La fonction caractéristique de 2 sources distantes de $\lambda/2$ multipliée par la fonction caractéristique de 2 sources distantes de λ donne la fonction caractéristique de 4 sources distantes de $\lambda/2$.

III.7-Réseau à rayonnement transversal à son plan :

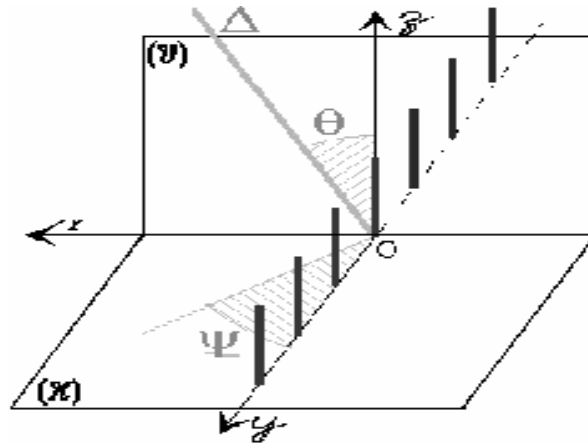


Figure III.8 : Réseau transversal

Lorsque les antennes sont dans le même plan et alimentées en phase ($\xi=0$) la fonction caractéristique de l'alignement s'exprime comme :

$$C(\theta, \psi) = \frac{\sin(\beta n d \sin \theta \cos \psi)}{\sin(\beta d \sin \theta \cos \psi)} \quad (\text{III.22})$$

- Dans le **plan vertical** $xOz=(V)$, on retrouve le diagramme de l'antenne isolée, à une homothétie près (centre O, puissance n).
- Dans le **plan horizontal** $xOy=(H)$, le diagramme de rayonnement s'identifie aux variations de la fonction :

$$f_n(\phi) = \frac{1}{n} \frac{\sin\left(\frac{n\phi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad \text{où} \quad \phi = 2 \beta d \cos \psi \quad (\text{III.23})$$

IV-RESEAUX PLANS

IV.1-Généralités :

Un réseau est un groupement de sources rayonnantes suivant des alignements qui sont assez souvent orthogonaux bien que ceci ne soit pas indispensable. Ces alignements peuvent être

situés dans un plan (réseaux plans) ou plaqués sur une surface courbe (réseaux conformés). Ces dispositifs sont très intéressants pour deux raisons : ils permettent de réaliser des aériens à balayage électronique, lesquels sont de plus en plus employés dans les techniques radar, et ils permettent également la réalisation d'antennes plaquées sur des surfaces qui peuvent être en principe de forme quelconque.

Comme pour les alignements, leur théorie élémentaire suppose qu'il n'y a aucun couplage entre les sources élémentaires, ce qui n'est évidemment pas le cas. La présence de ces couplages va modifier à la fois les diagrammes individuels de chacune de ces sources et leurs impédances d'entrée, ce dernier fait pouvant entraîner l'apparition de directions aveugles ; quant aux déformations des diagrammes, elles se retrouvent sur la forme de diagramme de l'ensemble. Ce dernier effet est surtout sensible dans le cas des réseaux conformés.

Enfin, il ne faut pas oublier qu'un réseau dans lequel les sources rayonnantes sont régulièrement disposées constitue une structure périodique, laquelle peut propager des ondes de surface qui vont participer aux couplages entre sources donc intervenir dans le gain et le diagramme de réseau.

Ces quelques remarques montrent que l'étude approfondie de ces types d'antennes, quand on l'emploie pour du balayage électronique ne sera plus simple.

IV.2-Etude d'un réseau quelconque :

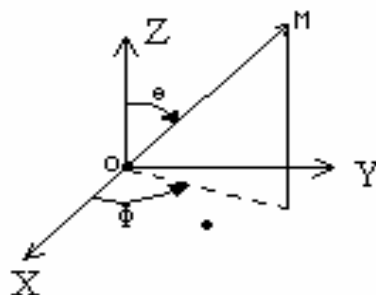


Figure III.9 : Répartition quelconque d'antennes

Le schéma ci-dessus représente le principe d'étude d'une répartition quelconque des antennes et la formulation du diagramme de rayonnement pour une telle distribution.

Le point O est une antenne prise arbitrairement comme origine des phases, la direction (θ, Φ) présente la direction du rayonnement, le maximum de rayonnement (gain maximale) noté (θ_0, Φ_0) représente la direction du lobe principale du groupement d'antenne.

Le diagramme de rayonnement, qui est le gain en fonction de θ et Φ , est donnée par

$$F(\theta, \phi) = \left| \sum F_i(\theta, \phi) A_i e^{j[k(P_y \sin \theta \sin \phi + P_x \sin \theta \cos \phi) + \varphi_i]} \right| \quad (\text{III.24})$$

Avec : $F_i(\theta, \phi)$: diagramme élémentaire

A_i : amplitude élémentaire du champ

P_y : ordonné de l'antenne

P_x : abscisse de l'antenne

φ_i : propre de source

$k = 2\pi/\lambda$: constante de phase dans l'air.

L'étude de réseau est trop complexe si on ne fait pas des considérations et des suppositions de façon générale : pour cela on suppose les conditions suivantes :

- Distribution uniforme
- Largeur du pas constante sur x
- Largeur du pas constante sur y
- Sources identiques (même $F_i(\theta, \Phi)$)
- Sources en phase ($\varphi=0$)
- Sources de faible directivité.

IV.3-Réseau plan rectangulaire :

Soit un réseau de sources isotropes disposées sur les sommets de mailles rectangulaires de côté x_0 et y_0 , comportant $(\pm m)$ alignements parallèles à Ox et $(\pm n)$ alignements parallèles à Oy.

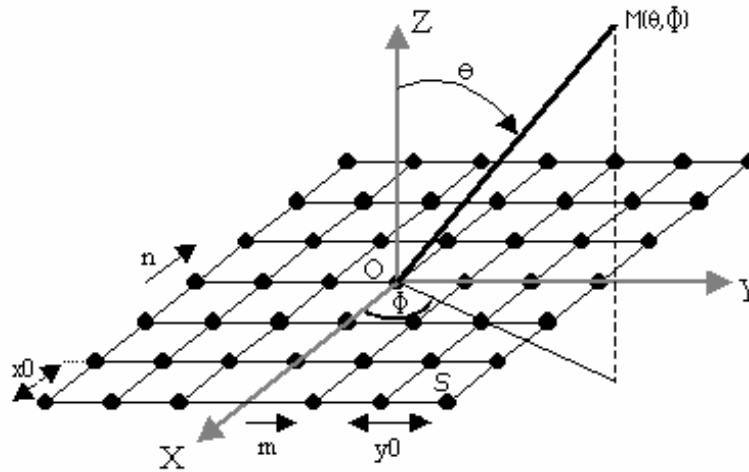


Figure III.10 : Répartition rectangulaire

Une source courante S_{pq} du réseau, de rang (p) parallèlement à Ox et de rang (q) parallèlement à Oy est excitée avec une amplitude de A_{pq} et une phase ϕ_{pq} . Pour calculer le champ dans une direction OM définie par les angles θ et Φ nous adopterons toujours les formules dans lesquelles $(d_i \cos \alpha_i)$ est ici la projection de OS sur OM , soit :

$$d_i \cos \alpha_i = (py_0) \cdot \cos(Oy, OM) + (qx_0) \cdot \cos(Ox, OM).$$

$$\text{Or} \quad \cos(Oy, OM) = \sin \theta \cdot \sin \Phi \quad \text{et} \quad \cos(Ox, OM) = \sin \theta \cdot \cos \Phi$$

Ce qui donne :

$$d_i \cos \alpha_i = (py_0) \cdot \sin \theta \cdot \sin \Phi + (qx_0) \cdot \sin \theta \cdot \cos \Phi \quad (\text{III.25})$$

Donc :

$$E_M = \sum_{-m-n}^{+m+n} \sum_{-m-n}^{+m+n} A_{pq} \cdot e^{jk[(py_0) \sin \theta \sin \phi + (qx_0) \sin \theta \cos \phi]} \quad (\text{III.26})$$

Dans l'étude du rayonnement d'un alignement nous avons vu qu'il fallait se servir d'une variation de phase linéaire pour obtenir la directivité maximale :

Une application facile montre qu'ici nous devons avoir une variation de phase linéaire et que la surface équiphase de l'onde rayonnée doit être un plan : nous devons donc avoir :

$$\phi_{pq} = q\phi_x + p\phi_y$$

où ϕ_x et ϕ_y sont les pas de phases constants entre les sources suivant Ox et Oy . Dans ces conditions on aura :

$$E_M = \sum_{-m}^{+m} \sum_{-n}^{+n} A_{pq} \cdot e^{j[(k p y_0 \sin \theta \sin \phi + p \phi_y) + (k q x_0 \sin \theta \cos \phi + q \phi_x)]} \quad (\text{III.27})$$

En posant :

$$\psi_x = k x_0 \sin \theta \cos \Phi + \phi_x$$

$$\psi_y = k y_0 \sin \theta \sin \Phi + \phi_y$$

Alors on aura :

$$E_M = \sum_{-m}^{+m} \sum_{-n}^{+n} A_{pq} \cdot e^{j[(p \psi_y) + (q \psi_x)]} \quad (\text{III.28})$$

On voit que le champ rayonné est constitué par une double somme de vecteurs et que le maximum de rayonnement apparaîtra quand on aura simultanément :

$$\psi_x = \psi_y = 0$$

Ce qui donne pour la direction du maximum définie par θ_0 et Φ_0 :

$$\sin \theta_0 \cos \Phi_0 = -\phi_x / k x_0$$

$$\sin \theta_0 \sin \Phi_0 = -\phi_y / k y_0$$

ces résultats sont utilisés pour déterminer la direction du lobe principale du réseau.

Application (Réseau patch rectangulaire) :

L'avantage d'un réseau patch est d'abord l'augmentation de la directivité et du gain , ainsi que sa forme en miniature qui est exploitée essentiellement dans les applications radar et les réseaux radio mobiles.

Notre étude consiste à établir les équations des diagrammes selon plusieurs critères :

- mode (m,n)
- plan choisi ($\phi=0$, $\phi=\pi/2$)

1^{er} cas : mode(1,0) ,plan ($\Phi=0$)

Le facteur du réseau est :

$$E(\theta, \phi=0) = (nby+1) \times \frac{\sin\left(\frac{(nbx+1) \times \beta \times x_0 \times \sin\theta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\beta \times x_0 \times \sin\theta}{2}\right)} \quad (\text{III.29})$$

Donc le diagramme du réseau sera :

$$\begin{aligned} F(\theta, \phi=0) &= F_i(\theta, \phi=0) \times E(\theta, \phi=0) \\ &= \left| \left(e^{jka \sin\theta} - 1 \right) \times \frac{\cos\theta}{\sin\theta} \times \frac{b \cdot t}{2\pi} \times E(\theta, \phi=0) \right| \quad (\text{III.30}) \end{aligned}$$

Avec :

$F_i(\theta, \phi=0)$ est le diagramme élémentaire d'un patch

a : longueur du patch

b: largeur du patch

t : épaisseur du substrat

k : nombre d'onde

β : constante de phase dans l'air.

nbx : nombre des patchs sur x

nby : nombre des patchs sur y

x_0 : largeur du pas sur x

y_0 : largeur du pas sur y

2^{ème} cas : mode(1,0) ,plan ($\Phi=\pi/2$)

Le facteur du réseau est :

$$E(\theta, \phi=\pi/2) = (nbx+1) \times \frac{\sin\left(\frac{(nby+1) \times \beta \times y_0 \times \sin\theta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\beta \times y_0 \times \sin\theta}{2}\right)} \quad (\text{III.31})$$

D'où :

$$\begin{aligned} F(\theta, \phi=\pi/2) &= F_i(\theta, \phi=\pi/2) \times E(\theta, \phi=\pi/2) \\ &= \left| \frac{t \times a \times (e^{jkb \sin\theta} - 1)}{2 \times \pi \times \sin\theta} \times E(\theta, \phi=\pi/2) \right| \quad (\text{III.32}) \end{aligned}$$

3^{ème} cas : mode (1,1) ,plan ($\Phi=0$) :

Le facteur du réseau est :

$$E(\theta, \phi=0) = (nby+1) \times \frac{\sin\left(\frac{(nbx+1) \times \beta \times x_0 \times \sin\theta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\beta \times x_0 \times \sin\theta}{2}\right)}$$

D'où :

$$F(\theta, \phi=0) = \left| \frac{2kta^2 b \sin\theta \cos\theta}{(k \sin\theta)^2 - \pi^2} \times (1 + e^{jk a \sin\theta}) \times E(\theta, \phi=0) \right| \quad (\text{III.33})$$

4^{ème} cas : mode (1,1) ,plan ($\Phi=\pi/2$)

Le facteur du réseau est :

$$E(\theta, \phi=\pi/2) = (nbx+1) \times \frac{\sin\left(\frac{(nby+1) \times \beta \times y_0 \times \sin\theta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\beta \times y_0 \times \sin\theta}{2}\right)}$$

D'où :

$$F(\theta, \phi=\pi/2) = \left| \frac{(e^{jkb \sin\theta} - 1) \times 2ta \cos\theta}{jk \sin\theta} \times E(\theta, \phi=\pi/2) \right| \quad (\text{III.34})$$

CONCLUSION :

L'efficacité d'un réseau n'est assurée qu'à la présence d'une alimentation très particulière pour tous les patches ; ceci sera l'objectif du chapitre suivant .

RESEAU D'EXCITATION

INTRODUCTION

Généralement, tout réseau d'antennes (quelque soit sa forme) exige une hiérarchie d'excitation très particulière selon les conditions pratiques et les objectifs à atteindre. La fonctionnalité d'un réseau impose l'existence de trois parties :

- ❑ Sources d'alimentation (les émetteurs)
- ❑ Réseau d'excitation (les lignes d'alimentation, les commandes)
- ❑ Le groupement d'antennes

Dans ce chapitre, on traitera la partie excitation, pour cela il est indispensable de présenter, d'abord la formulation de la théorie des lignes microstrip en général qui sera utile dans notre cas pratique.

I-GENERALITES SUR LES LIGNES MICROSTRIP :

Une ligne microstrip est une structure comportant un conducteur métallique mince (ruban) déposée sur une face de la plaque diélectrique, la face opposée est recouverte de métal (plan de masse). Les paramètres caractérisant cette ligne sont :

- Permittivité relative du substrat ϵ_r
- Epaisseur h du substrat
- Largeur w du conducteur supérieur ,cette largeur est le plus souvent du même ordre de grandeur que l'épaisseur h du substrat ($0.1 \leq w/h \leq 10$).
- Épaisseur du ruban b ,généralement très petite (dans la suite cet épaisseur sera supposé nulle).

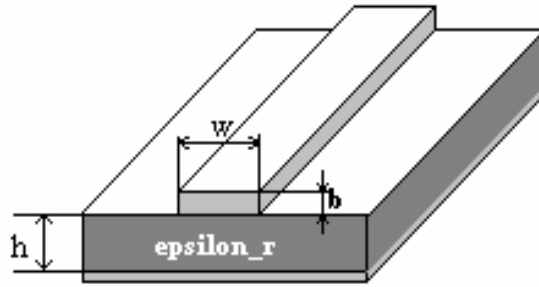


Figure IV.1 : Structure d'une ligne microruban

L'impédance caractéristique d'une telle ligne est une notion importante pour assurer l'adaptation d'une antenne patch alimentée par microstrip. La détermination de cette impédance dépend essentiellement du rapport w/h et de la permittivité effective.

L'expression de l'impédance Z_c est donnée par :

$$Z_c \cong \frac{Z_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_e}} \ln\left(\frac{8h}{we} + \frac{we}{4h}\right) \quad \text{si } \frac{we}{h} < 1 \quad (\text{IV.1})$$

$$Z_c \cong \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_e}} \left(\frac{we}{h} + 1.393 + 0.667 \ln\left(\frac{we}{h} + 1.444\right) \right)^{-1} \quad \text{si } \frac{we}{h} > 1 \quad (\text{IV.2})$$

Avec $\epsilon_e \cong \frac{1}{2}(\epsilon_r + 1) + \frac{1}{2}(\epsilon_r - 1) \left[\left(1 + 12 \frac{h}{we}\right)^{-1/2} + 0.04 \left(1 - \frac{we}{h}\right)^2 \right] \quad \text{si } \frac{we}{h} < 1$

$$\epsilon_e \cong \frac{1}{2}(\epsilon_r + 1) + \frac{1}{2}(\epsilon_r - 1) \left(1 + 12 \frac{h}{we}\right)^{-1/2} \quad \text{si } \frac{we}{h} > 1$$

Et

$$we = w + \frac{b}{\pi} \left(1 + \ln \frac{2x}{b}\right) \quad x = h \quad \text{si } w > \frac{h}{2\pi}$$

$$x = 2\pi w \quad \text{si } \frac{h}{2\pi} > w > 2b$$

NB : si $b=0$ on aura $we=w$

La vitesse de phase v_ϕ et la longueur d'onde de ligne λ_g sont directement liées à la permittivité relative effective.

$$v_\phi = c_0 / \sqrt{\epsilon_e} \quad (\text{IV.3})$$

$$\lambda_g = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_e} \quad ; \text{ la constante de déphasage linéique est } \beta_g = 2\pi / \lambda_g.$$

Dans notre réalisation, on jouera sur la longueur de la ligne et la largeur du strip pour assurer l'adaptation du patch avec miniature.

II-TECHNIQUES D'ALIMENTATION DES RESEAUX

La structure d'un réseau d'excitation est fonction de l'objectif à réaliser avec le réseau d'antennes; la façon dont doit fonctionner le réseau (réseau à balayage, multifaisceau, faisceau unique,...).

On a vu que l'intérêt fondamental apporté par un groupement d'antennes est, tout d'abord, l'augmentation du gain et donc l'intensité de rayonnement dans une direction déterminée, mais, aussi le balayage électronique qui consiste à balayer l'espace continuellement sans nécessité d'un balayage mécanique.

Cette technique est très utilisée dans divers applications : Radar, GPS,.....

Le paramètre fondamental du concept du balayage est le pas ou aussi le degrés de corrélation des lois des phases des sources (antennes), celui là est imposé par la structure du réseau d'excitation .

Dans la suite on traitera l'exemple d'un réseau patch qui fait l'objectif de notre étude .

NB : toutes les structures d'alimentations sont supposés uniformes de point de vue distribution de puissance (les patches doivent être alimentés avec la même puissance).

II.1-Réseau à sources corrélées (dépendantes) :

II.1.1-Réseau à sources partiellement corrélées : Il est, tout d'abord indispensable de définir la loi de variation de phase pour une source donnée (une antenne) ; celle-là représente la variation de la phase initiale du signal émis (il faut mettre en considération que les signaux émis par les sources sont tous avec la même fréquence) en fonction du temps .

Dans ce type de réseau, le groupement d'antennes est composé par des sous groupements possédants des lois propres (chaque sous groupe a une loi qui définit la variation de phase pour chaque source).

Le diagramme de rayonnement varie en fonction des phases d'excitation (voir partie réseau chapitre III), il faut noter ici que les lois de phases pour les sous groupements sont non corrélés, donc le coefficient de corrélation est nul, alors que les lois de phase d'un même sous groupement sont totalement corrélés (sont liés par la structure commune du réseau d'excitation) .

Pour voir le guidage de direction du faisceau en fonction des phases des sources, il faut élaborer un algorithme de phase qui dépend de la formulation du diagramme de réseau et la direction souhaitée.

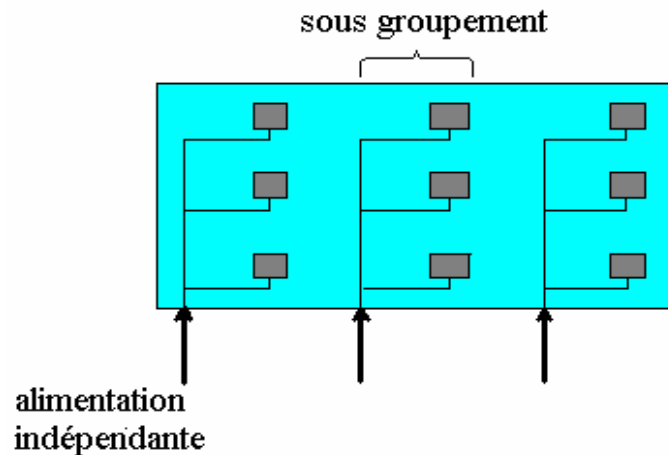


Figure IV.2 : Réseau patch partiellement corrélé

La direction du faisceau n'est pas fonction seulement de la phase propre des sources, mais aussi des espacements entre les sources, mais vu que, il est certainement impossible de varier celui-là (fixé une fois pour toute) on joue alors sur les phases propres.

II.1.2-Réseau à sources totalement corrélées :

C'est le cas de notre réalisation, dans ceci le réseau est alimenté par une seule ligne (microstrip) et la loi de phase est unique.

Dans ce cas on ne parle plus du balayage et on obtient un faisceau constant de direction (θ_0, Φ_0) qui peut être déterminé en jouant sur les largeurs des pas entre différents patches lors de la réalisation pratique .

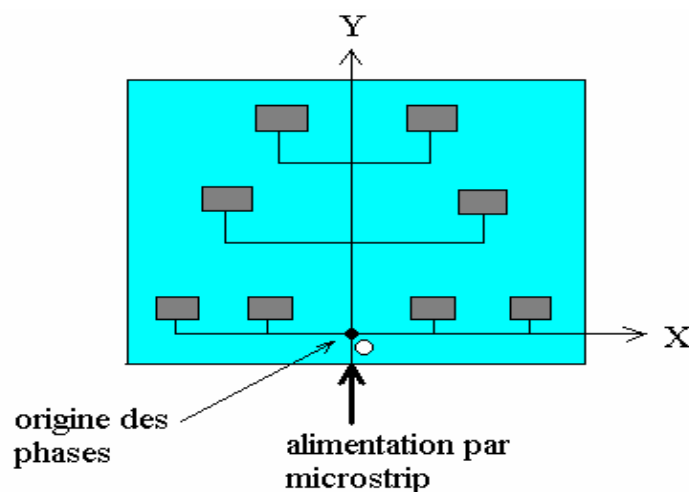


Figure IV.3: Réseau totalement corrélé

Dans la figure IV.3 , chaque patch est désigné par (x,y) . La direction du lobe varie avec (x,y) .

$$F(\theta, \phi) = F_i(\theta, \phi) \left| \sum_{i=1}^{p \times q} A_i e^{jk(\sin \theta \sin \phi \cdot x_i + \sin \theta \cos \phi \cdot y_i + x_i y_i)} \right| \quad (\text{IV.4})$$

$F_i(\theta, \phi)$: diagramme élémentaire

p: nombre des patchs sur x

q : nombre des patchs sur y

A_i : l'amplitude du champ pour chaque patch .

II.2-Réseaux à sources non corrélées (réseau à balayage) :

Pour ce type de réseau, la partie excitation est composée par des lignes de transmission (lignes microstrip) et des déphaseurs commandés par des calculateurs ; les lois de phase sont complètement indépendantes entre les sources et chacune de celles-ci possède son propre déphaseur.

II.2.1-Schéma du circuit d'excitation :

Le circuit d'excitation peut prendre plusieurs architectures ; on distingue trois types :

- ❑ Alimentation en série
- ❑ Alimentation en parallèle
- ❑ Alimentation imbriquée

II.2.1.1-Alimentation en série : Chaque ligne présente à son entrée un déphaseur, qui lui même est lié de façon orthogonale à un guide commun d'alimentation.

La distance des branchements des lignes sur la ligne principale doit être uniforme et les signaux doivent arriver en phase jusqu'aux déphaseurs pour ne pas s'induire dans des erreurs de phase.

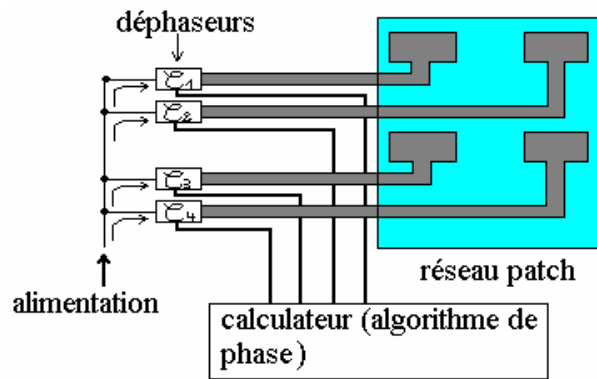


Figure IV.4 : Alimentation d'un réseau patch à 4 éléments

II.2.1.2-Alimentation en parallèle (alimentation symétrique) :

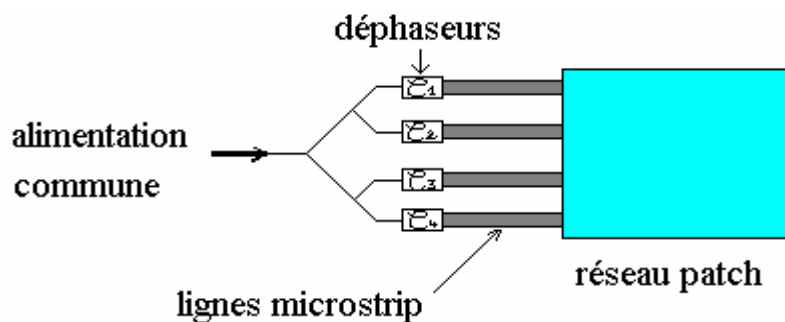


Figure IV.5 : Alimentation parallèle

Les déphaseurs sont commandés par un calculateur. Le seul avantage présenté par cette structure est la diminution des erreurs de phase.

II.2.1.3-Alimentation par réseau à guides imbriqués :

C'est la combinaison des deux réseaux à alimentation en série.

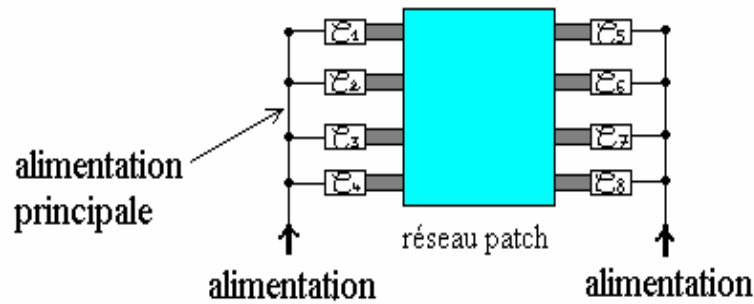


Figure IV.6 : Réseau des guides imbriqués

Ils existent divers architectures de circuit d'excitation qui renferment tous des déphaseurs et un calculateur programmable renfermant l'algorithme de phase pour guider et gérer instantanément la direction du lobe principale et donc pour effectuer le balayage. Cependant le paramètre qui favorise ou qui peut rendre une architecture meilleure que l'autre est : l'erreur de phase.

II.3 Algorithme de phase :

C'est la loi de phase qui doit suivre chaque déphaseur dans le temps, l'assignation instantanée de la valeur de phase est faite par un calculateur lors de l'exécution de cet algorithme qui ,lui même, est chargé par un programmeur .

Cet algorithme est certainement fonction de :

- Angle solide de balayage
- Vitesse de balayage
- Pas de balayage
- Forme du trajet de balayage

II.4 Les erreurs de phase :

Les prévisions théoriques peuvent ne pas être les même réalisés pratiquement, c'est à dire que l'assignation de phase et l'élaboration de l'algorithme peut ne pas conduire aux résultats attendues ;le balayage effectué résulte donc des erreurs de phase (phases parasites) qui n'ont pas été pris en considérations dans l'algorithme .

Ces phases proviennent des faibles longueurs des lignes d'alimentations qui sont dû aux approximations et des incertitudes de mesure (puisque $\varphi = k \cdot dl$).

La correction peut se faire de deux manières :

- Tenir compte des ces "longueurs parasites" dans l'algorithme ,ce qui le rend plus complexe

- Les signaux à l'entrée des différents déphaseurs doivent être tous en concordance de phase, comme le montre la figure ci-dessous :

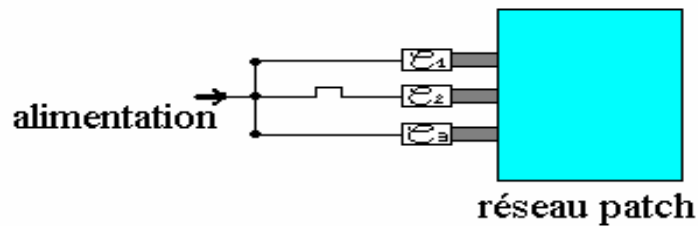


Figure IV.7 : Exemple de correction par égalisation des longueurs des lignes d'alimentation des déphaseurs

III TECHNIQUES D'ADAPTATION DANS LE RESEAU D'EXCITATION

Pour assurer une transmission intégrale de puissance depuis une ligne de transmission jusqu'à la charge de terminaison il faut que celle-ci soit adaptée à la ligne considérée. Ceci veut dire qu'il faut éviter toute réflexion à l'entrée de la charge, c'est à dire que :

$$Z_{ch} = Z_c \quad Z_{ch} : \text{la valeur de l'impédance de la charge}$$

Z_c : l'impédance caractéristique de la ligne

De même pour un réseau d'antennes (à sources corrélés), la notion d'adaptation est très importante. Le calcul d'impédance d'un réseau est très complexe lorsque le nombre d'antennes augmente et peut être fait des deux manières :

- Abaque de Smith
- Théorie des lignes

Dans la suite on présentera un calcul d'impédance pour un réseau patch à 4 éléments par la méthode des lignes.

III.1 Exemple de calcul de l'impédance d'un réseau patch :

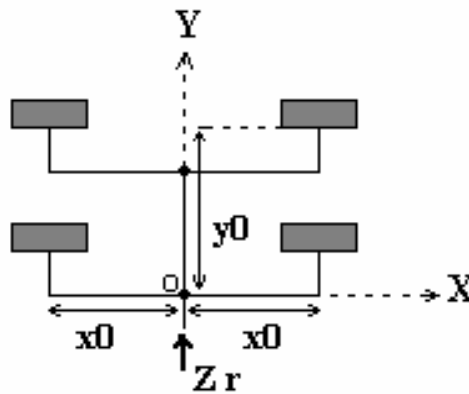


Figure IV.8 : Exemple de réseau patch

Soit une ligne de transmission de longueur l terminée par une charge Z_{ch} ; l'impédance à l'entrée de celle-là est donnée par :

$$Z_0 = Z_c \frac{Z_{ch} + jZ_c \cdot \text{tg}(\beta \cdot l)}{Z_c + jZ_{ch} \cdot \text{tg}(\beta \cdot l)} \quad \beta_g = \beta = 2\pi / \lambda_g \quad (\text{IV.5})$$

(ligne supposé sans perte)

l'admittance au point O (pris comme origine de phase) est :

$$Y_0 = \frac{2}{Z_c} \frac{Z_c + jZ_{pt} \cdot \text{tg}(\beta \cdot x_0)}{Z_{pt} + jZ_c \cdot \text{tg}(\beta \cdot x_0)} + \frac{1}{Z_c} \cdot \frac{2(Z_c + jZ_{pt} \cdot \text{tg}(\beta \cdot x_0)) + j \text{tg}(\beta \cdot y_0) \cdot (Z_{pt} + jZ_c \cdot \text{tg}(\beta \cdot x_0))}{Z_{pt} + jZ_c \cdot \text{tg}(\beta \cdot x_0) + 2j \text{tg}(\beta \cdot y_0) \cdot (Z_c + jZ_{pt} \cdot \text{tg}(\beta \cdot x_0))} \quad (\text{IV.6})$$

d'où l'impédance à l'entrée du réseau est :

$$Z_0 = \frac{1}{Y_0} \quad (\text{IV.7})$$

On montre ainsi que l'impédance peut être ajustée en agissant sur :

$$x_0 \quad \text{et} \quad y_0.$$

III.2 Effets de désadaptation : directions aveugles

Pour un réseau, le gain est une mesure de la cohérence du rayonnement qui est exprimé par le facteur du réseau. Si une source élémentaire présente un gain g_{θ_0} dans une direction θ_0 , alors le gain du réseau devient (d'après le principe de multiplication des diagrammes) :

$$G_{\theta_0} = G_0 g_{\theta_0} \quad (G_0 \text{ est le gain du réseau lorsque les sources sont}$$

isotropes). Pour une distribution d'amplitude uniforme, on a $G_0 = N$.

Ceci suppose que toutes les sources sont rigoureusement adaptées, ce qui n'est pas généralement le cas. Si Γ_i est le coefficient de réflexion d'une source courante de l'alignement (réseau) son gain g_{θ_0} n'est plus g_{θ_0} mais :

$$g_{\theta_0} = \left(1 - |\Gamma_i|^2\right) \quad (\text{IV.8})$$

Les Γ_i varient avec la direction θ_0 du rayonnement de la source du fait des variations de phase correspondant à cet angle. Le gain devient donc :

$$G_{\theta_0} = N \cdot g_{\theta_0} \left(1 - |\Gamma_{\theta_0}|^2\right) \quad (\Gamma_{\theta_0} \text{ est le coefficient sur la}$$

ligne d'alimentation pour la direction θ_0).

Si $\Gamma_{\theta_0} \rightarrow 1$, alors $G_{\theta_0} \rightarrow 0$: la direction θ_0 de gain nul est appelée : **une direction aveugle**.

Ceci est dû au fait qu'une grande partie de la puissance fournie au réseau est réfléchi et la puissance transmise à l'antenne sera très faible et le gain diminue donc (le gain étant un rapport de densité de puissance).

CONCLUSION

Le réseau d'excitation peut avoir des architectures variées selon le besoin. Les composants d'un tel réseau sont très variés (diviseur de puissance, multiplexeur, coupleurs ...) et très sensibles en longueur et au changement de fréquence, ce qui exige une grande précision lors des réalisations pratiques.

SIMULATION

I-PRINCIPE GENERAL DE LA SIMULATION

La réalisation pratique de tout objet (circuit, carte imprimée, composants, etc...) passe certainement par 3 étapes fondamentales :

- La modélisation de l'objet (par des programmes et des formulations)
- La simulation
- La réalisation et le test

La modélisation est le fait de créer un modèle efficace de l'objet à simuler par des formulations mathématiques et physiques. Il s'agit ici de faire une construction logicielle du phénomène traité (MATLAB dans notre cas), de préciser les points d'accès (les entrées sorties) du système à modéliser et de prévoir son comportement conditionnel à tout stimulus externe.

La simulation est une étape indispensable pour la réalisation réelle d'un objet, puisqu'elle nous guide et nous oriente vers la bonne sélection des paramètres statiques et des conditions de fonctionnement selon l'objectif fixé par la réalisation.

En se basant sur les résultats de la simulation on peut construire l'objet avec les tests.

Dans le cas de notre étude, les chapitres 2 et 3 présentent une étude et formulation théorique pour l'élaboration d'un modèle d'un réseau d'antennes patch.

Dans ce chapitre on traitera la simulation du réseau puis on fera la réalisation pratique et le test.

II ETUDE DE LA SIMULATION

II.1-Objectifs de la simulation :

Pour une antenne patch, l'objectif est de voir la variation des paramètres dynamiques en fonction de leur variation statique et selon le domaine d'application de l'antenne, on doit chercher le bon ajustement de ces paramètres pour accéder à la bonne fréquence de résonance choisie.

Pour un réseau patch, le but est d'optimiser le positionnement correct des antennes dans le plan pour avoir un diagramme de rayonnement le plus meilleur et un gain maximum dans une direction souhaitée.

II.2-Structure du programme de simulation :

II.2.1-organigramme :

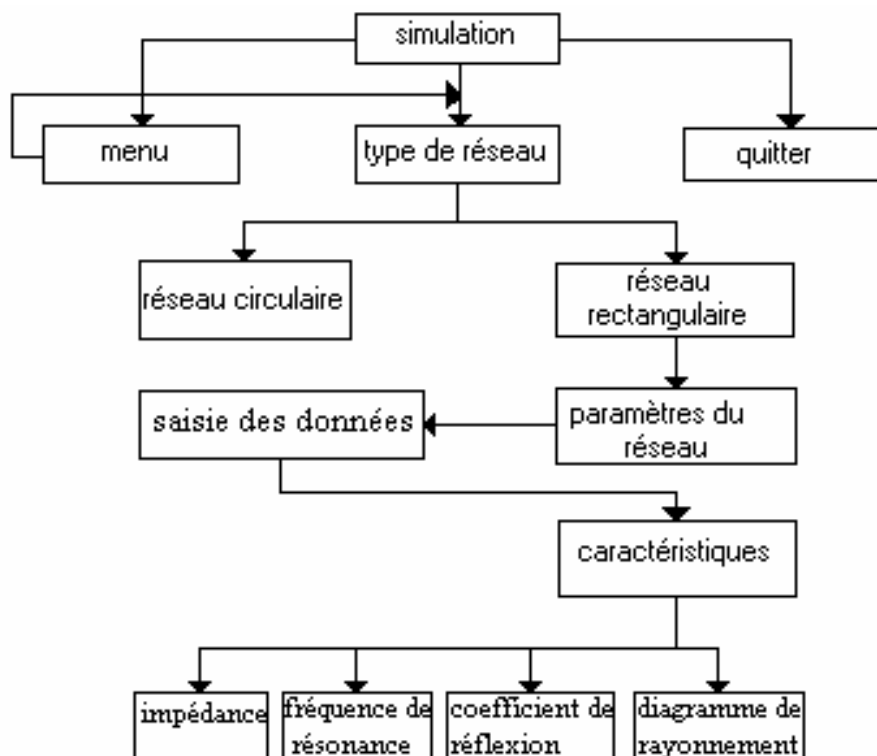


Figure V.1 : Schéma conceptuel de la simulation

La saisie des données fait entrer les paramètres du patch (longueur , largeur , épaisseur du substrat , point d'alimentation , largeur du strip , permittivité).

II.2.2 interface graphique :

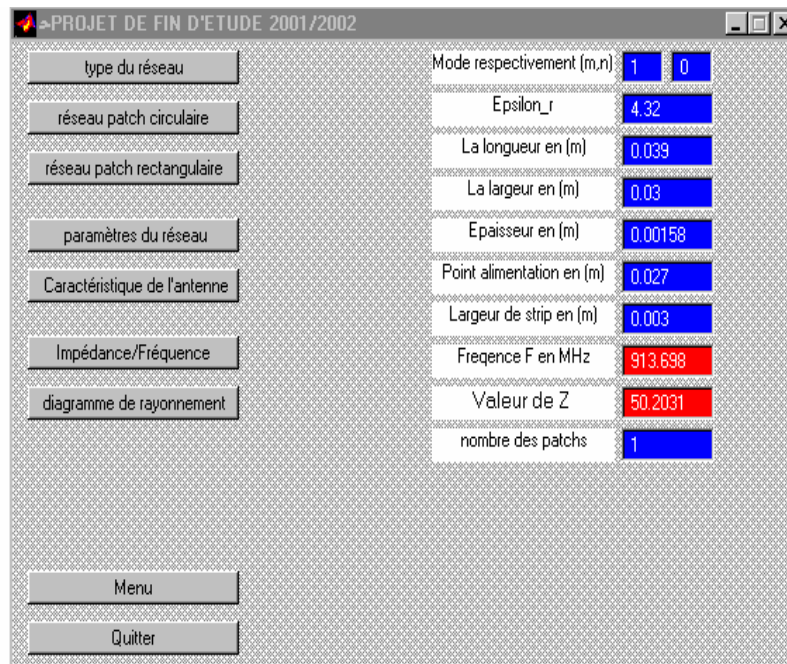


Figure V.2 : Interface graphique

II.3 Simulation d'une antenne patch alimentée par un microstrip :

La simulation est faite en fixant :

$$\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$$

$$\mu_0 = 4 \pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$$

$\epsilon_r = 4.32$ (permittivité relative du substrat), μ_r est supposé égale à 1.

$t = 0.00158 \text{ m}$ (épaisseur du substrat)

a : longueur du patch

b : largeur du patch

e : position du point d'alimentation

l : largeur du strip (l/t supposé > 1)

II.3.1-Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence de résonance :

La courbe ci-dessous représente le coefficient de réflexion (en dB) en fonction de la fréquence. Lorsque ce coefficient tend vers 0, la ligne est adaptée et donc l'impédance d'entrée du patch est égale à Z_c (50 ohms)

$$S_{11} = 10 \log |\Gamma| = 10 \log \left| \frac{Z - Z_c}{Z + Z_c} \right| \quad (\text{V.1})$$

Z : impédance d'entrée de l'antenne

Z_c : impédance caractéristique = 50 ohm

➤ **Mode(1,0)**

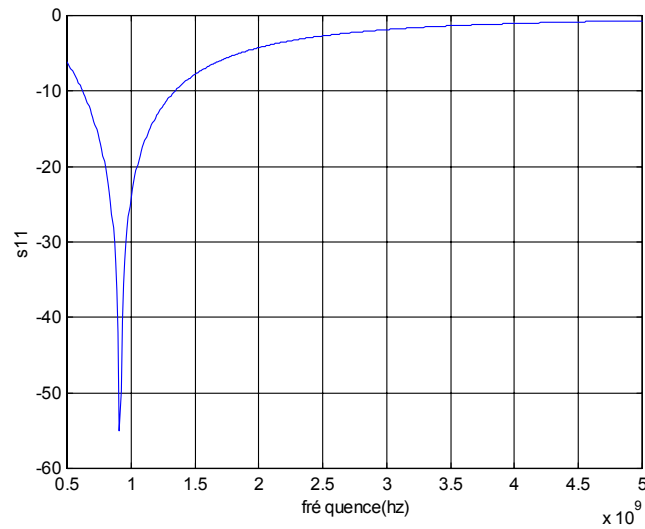


Figure V.3 : Paramètre S11 fonction de la fréquence (Hz)

$a=0.039$ m , $b=0.03$ m , $t=0.00158$ m , $l=0.003$ m , $e=0.027$ m, $\epsilon_r=4.32$

fr= 913.698 MHz

➤ **Mode(1,1)**

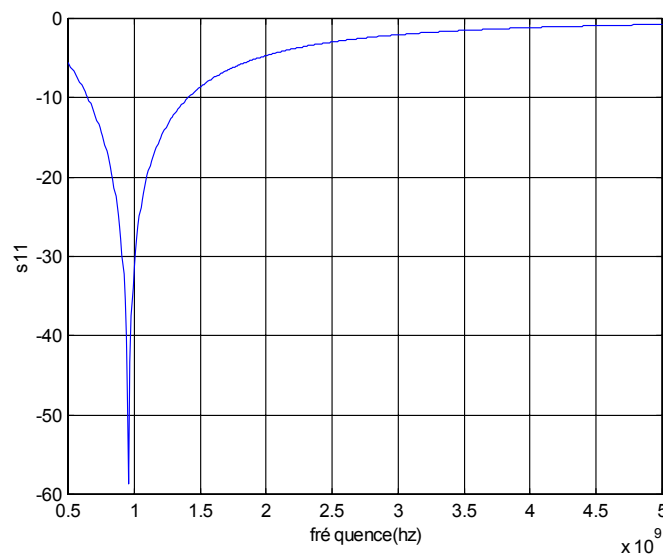


Figure V.4 : Paramètre S11 fonction de la fréquence (Hz)

$a=0.039$ m , $b=0.03$ m , $t=0.00158$ m , $l=0.003$ m , $e=0.0255$ m, $\epsilon_r=4.32$

fr=957.276 MHz

II.3.2-Variation de la fréquence de résonance en fonction des paramètres :

A chaque fois, on va essayer de changer l'une des paramètres et voir son effet sur le changement de la fréquence de résonance.

II.3.2.1-Effet de la longueur du patch « a » :

➤ *Mode(1,0)*

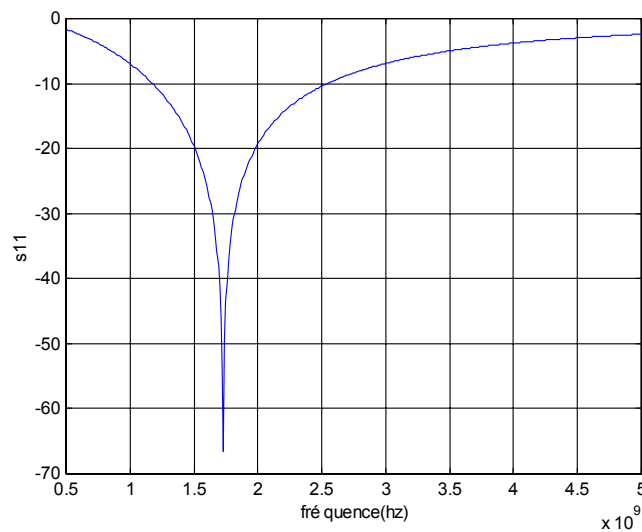


Figure V.5 : Paramètre S11 fonction de la fréquence (Hz)

$a=0.032$ m , $b=0.03$ m , $t=0.00158$ m , $l=0.003$ m , $e=0.027$ m , $\epsilon_r=4.32$

fr= 1727.8 MHz

On remarque que la fréquence de résonance augmente lorsque la longueur de l'antenne diminue.

II.3.2.2-Effet de la largeur « b » :

➤ *Mode(1,0)*

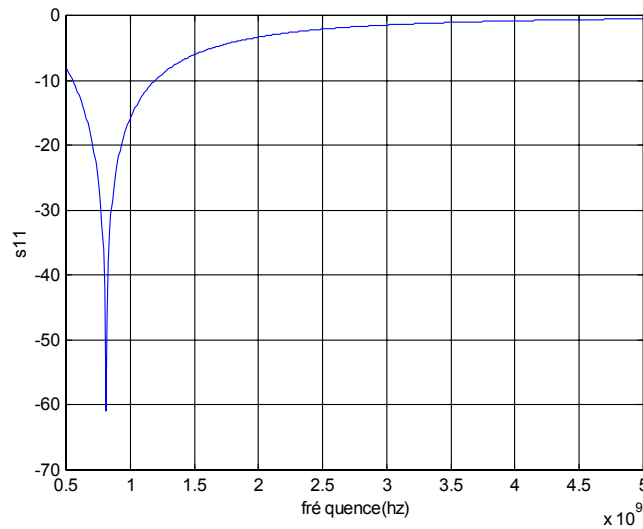


Figure V.6 : Paramètre S11 fonction de la fréquence (Hz)

$a=0.039$ m , $b=0.038$ m , $t=0.00158$ m , $l=0.003$ m , $e=0.027$ m , $\epsilon_r=4.32$

fr= 811.842 MHz

On constate que la fréquence de résonance diminue lorsque la largeur augmente

II.3.2.3-Effet du point d'alimentation « e » :

➤ *Mode(1,0)*

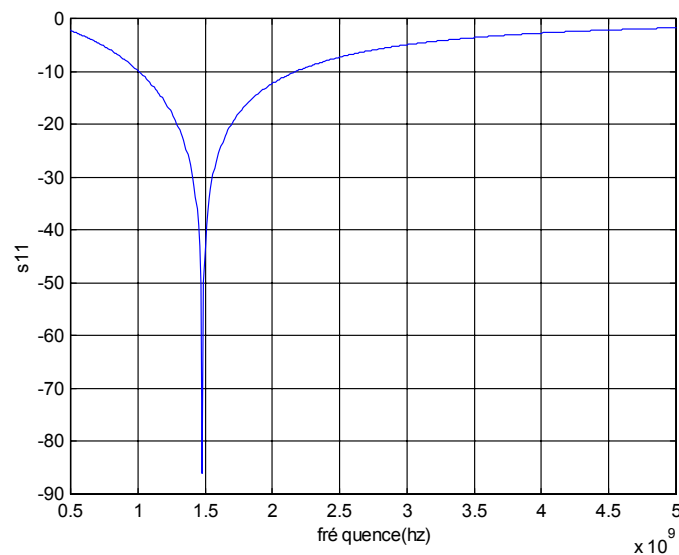


Figure V.7 : Paramètre S11 fonction de la fréquence (Hz)

$a=0.039$ m , $b=0.03$ m , $t=0.00158$ m , $l=0.003$ m , $e=0.005$ m , $\epsilon_r=4.32$

fr= 1479.73 MHz

On constate que lorsque le point d'alimentation diminue, la fréquence de résonance augmente

II.3.2.4-Effet de la largeur du strip « l » :

➤ Mode(1,0)

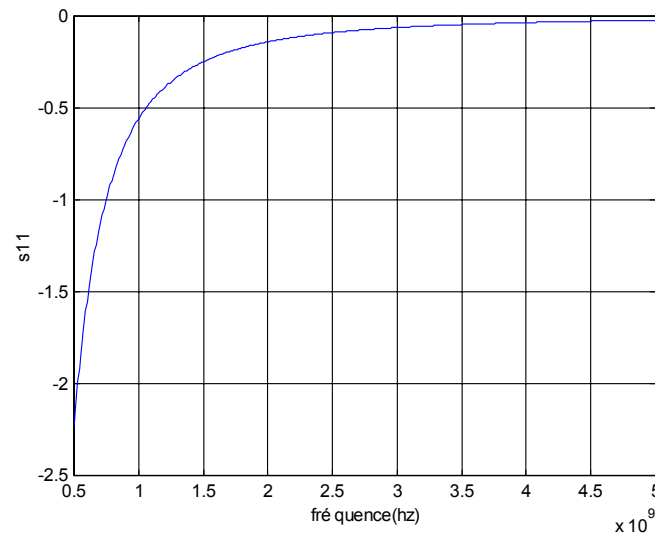


Figure V.8 : Paramètre S11 fonction de la fréquence (Hz)

$a=0.039$ m , $b=0.03$ m , $t=0.00158$ m , $l=0.0001$ m , $e=0.027$ m, $\epsilon_r=4.32$

fr= 167.021 MHz

II.3.3-Interprétation du diagramme de rayonnement :

➤ Mode (1,0) :

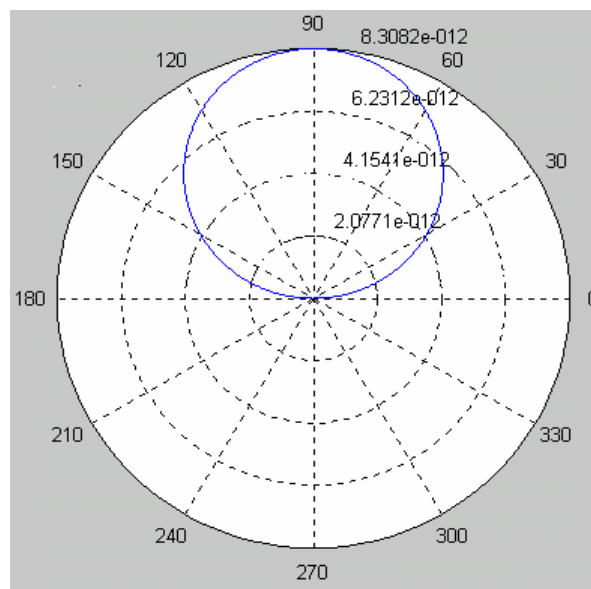


Figure V.9: Diagramme de rayonnement ($\Phi=0$)

$a=0.039$ m , $b=0.03$ m , $t=0.00158$ m , $l=0.003$ m , $e=0.027$ m, $\epsilon_r=4.32$

On constate que le gain est maximum lorsque $\theta = \pi/2$ avec un angle d'ouverture à demi-puissance égale à 120° ce qui implique une directivité moyenne.

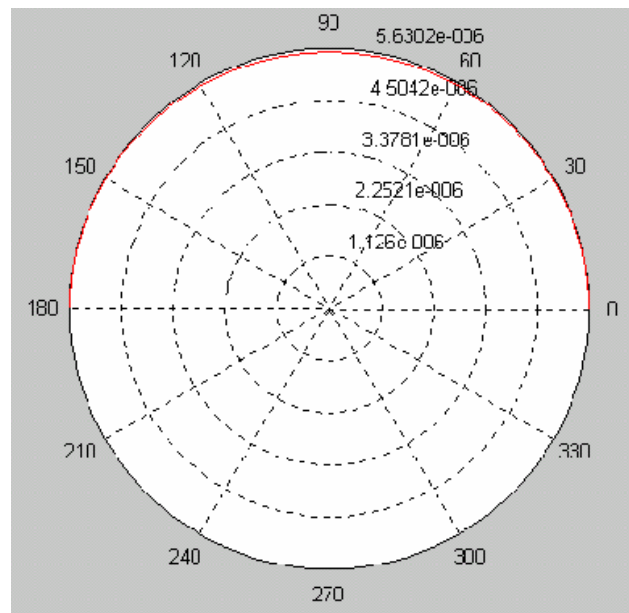


Figure V.10: Diagramme de rayonnement ($\Phi=\pi/2$)

$a=0.039$ m , $b=0.03$ m , $t=0.00158$ m , $l=0.003$ m , $e=0.027$ m , $\epsilon_r=4.32$

Cette figure montre que la répartition du gain est uniforme dans le plan de coupe $\Phi=\pi/2$

➤ **Mode (1,1) :**

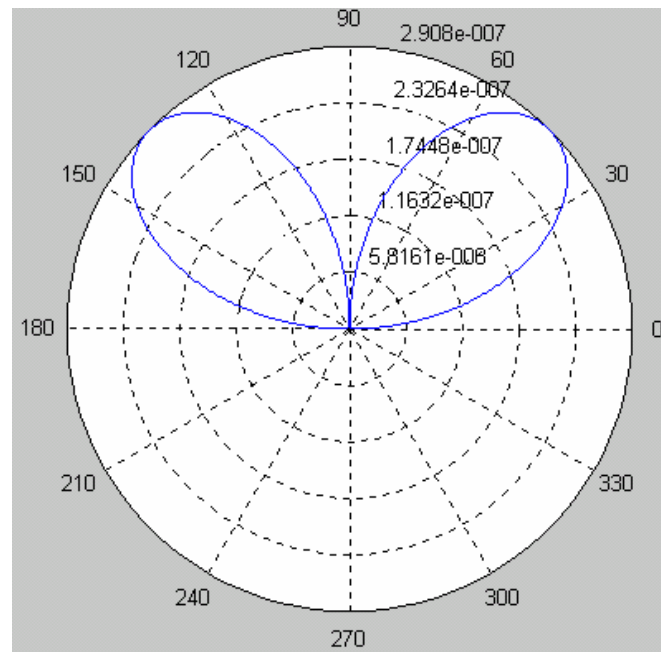


Figure V.11: Diagramme de rayonnement ($\Phi=0$)

$a=0.039$ m , $b=0.03$ m , $t=0.00158$ m , $l=0.003$ m , $e=0.027$ m , $\epsilon_r=4.32$

L'antenne présente deux maximums de gain dans deux directions de $\pi/4$ et $3\pi/4$ avec un angle d'ouverture de 50° .

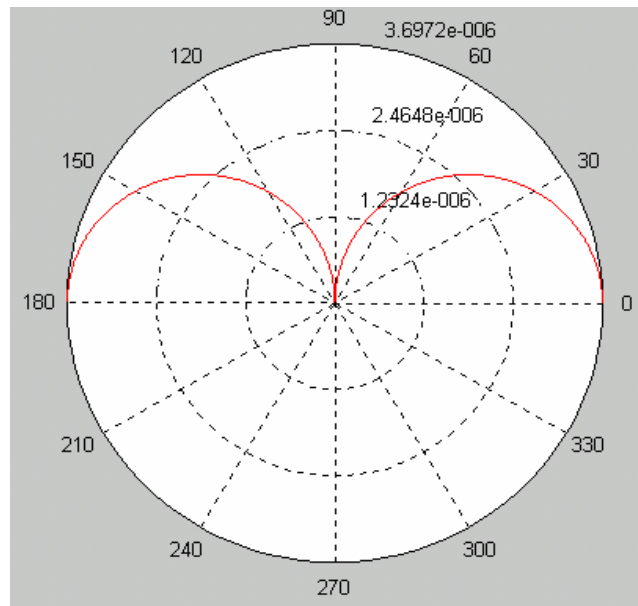


Figure V.12: Diagramme de rayonnement ($\Phi=\pi/2$)

$a=0.039$ m , $b=0.03$ m , $t=0.00158$ m , $l=0.003$ m , $e=0.027$ m , $\epsilon_r=4.32$

Ce diagramme est semblable à celui d'un dipôle présentant deux maximums de gain dans le plan xOy .

II.3.4-Variation de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence :

➤ **Mode(1,0) :**

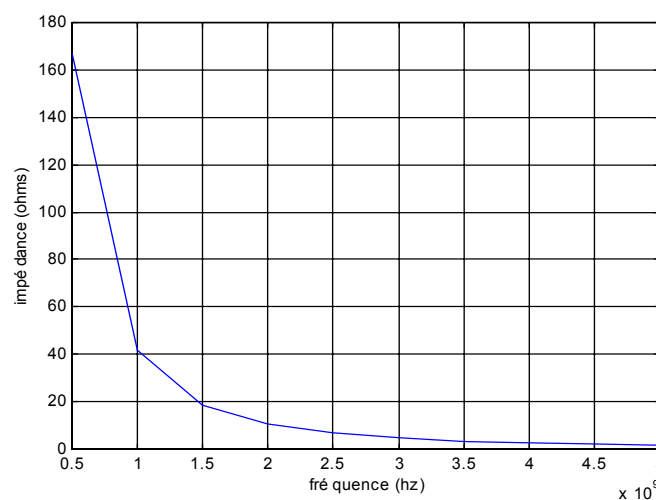


Figure V.13: Paramètre Z_e fonction de la fréquence (Hz)

$a=0.039$ m , $b=0.03$ m , $t=0.00158$ m , $l=0.003$ m , $e=0.027$ m , $\epsilon_r=4.32$

On remarque que l'impédance varie inversement proportionnel à la fréquence. L'antenne patch se comporte d comme un court-circuit en haute fréquence.

II.3.5-Variation de l'impédance en fonction des paramètres :

II.3.5.1-Variation de l'impédance en fonction de la longueur « a » :

➤ **Mode(1,0)**

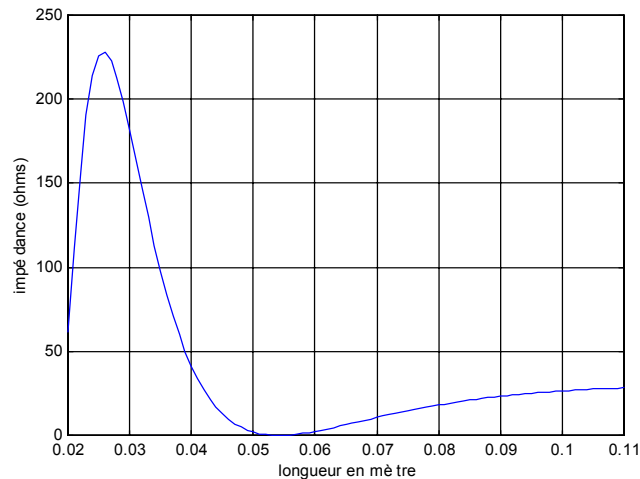


Figure V.14: Paramètre Z_e fonction de la longueur « a »

$b=0.03\text{m}$, $t=0.00158\text{ m}$, $l=0.003\text{ m}$, $e=0.027\text{ m}$, $\epsilon_r=4.32$, $f_r= 913.698\text{ MHz}$

II.3.5.2-Variation de l'impédance en fonction de la largeur « b » :

➤ **Mode(1,0)**

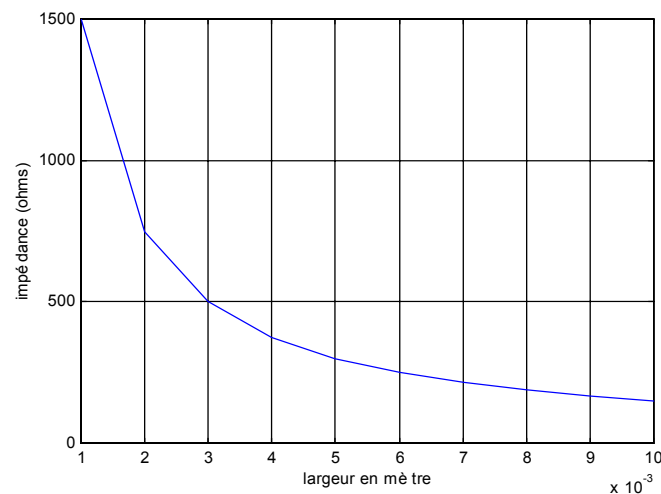


Figure V.15: Paramètre Z_e fonction de la largeur « b »

$a=0.039\text{ m}$, $t=0.00158\text{ m}$, $l=0.003\text{ m}$, $e=0.027\text{ m}$, $\epsilon_r=4.32$, $f_r= 913.698\text{ MHz}$

II.3.5.3-Variation de l'impédance en fonction du point d'alimentation « e »:

➤ *Mode(1,0)*

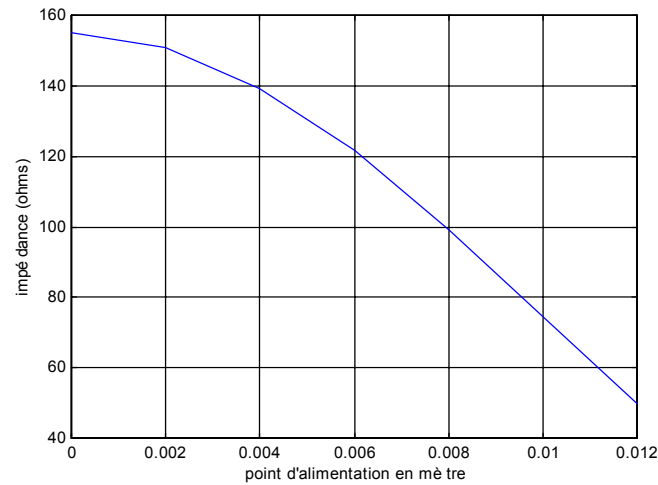


Figure V.16: Paramètre Z_e fonction du point d'alimentation « e »

$a=0.039$ m , $t=0.00158$ m , $l=0.003$ m , $b=0.03$ m , $\epsilon_r=4.32$, $f_r= 913.698$ MHz

II.3.5.4-Variation de l'impédance en fonction de la largeur du strip « l »:

➤ *Mode(1,0)*

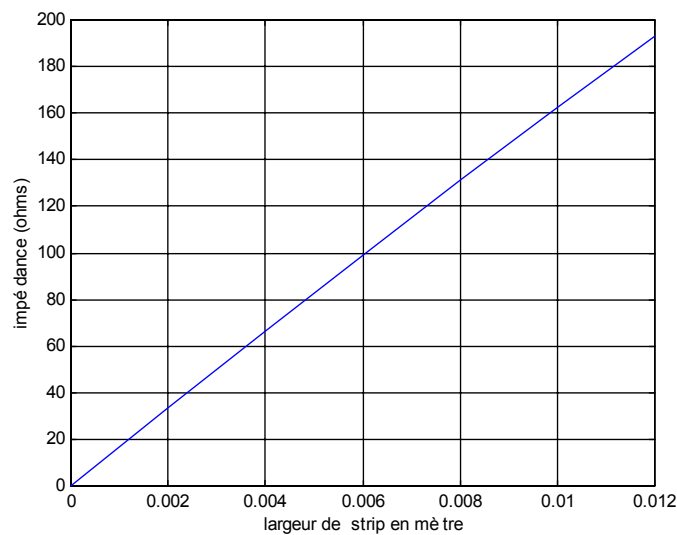


Figure V.17: Paramètre Z_e fonction de la largeur de strip « l »

$a=0.039$ m , $t=0.00158$ m , $e=0.027$ m , $b=0.03$ m , $\epsilon_r=4.32$, $f_r= 913.698$ MHz

II.4-Simulation d'un réseau patch alimenté par ligne microstrip :

Dans la suite ,on va agir sur le nombre des patches et leur positionnements selon le modèle ci-dessous pour avoir un diagramme de rayonnement convenable à notre application

La formule générale sur laquelle se base notre étude est la suivante :

$$F(\theta, \phi) = F_i(\theta, \phi) \cdot \sum e^{j(\beta_g(x+y) + \beta(x \sin \theta \cos \phi + y \sin \theta \sin \phi))} \quad (\text{V.2})$$

x , y sont les coordonnées du patch selon le modèle choisi.

β_g est la constante de phase dans la ligne microstrip : $2\pi/\lambda_g$

β est la constante de phase dans l'air : $2\pi/\lambda$

II.4.1-Exemple d'un réseau patch à 12 éléments :

II.4.1.1- Répartition 6/2 :

Soit la figure ci-dessous :

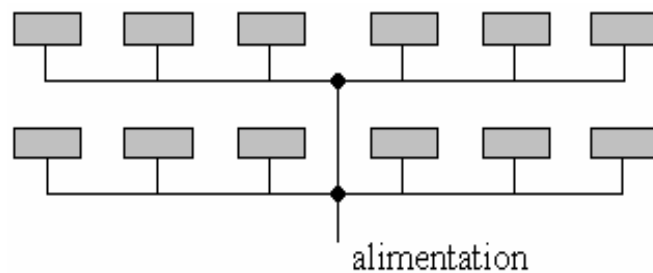


Figure V.18 : Répartition 6/2

Les caractéristiques du patch élémentaire sont :

Longueur (m)	0.0239
Largeur (m)	0.015
Epaisseur (m)	0.00158
Point d'alimentation (m)	0.01
Largeur du strip (m)	0.0031
Permittivité	4.32

Tableau V.1 : Tableau de valeurs

Le choix des répartitions bien spécifiques nous permet de définir la direction du lobe principale (maximum de gain) et cela en précisant la fonction qui relie x et y pour tous les antennes patches.

Les paramètres d'un patch élémentaire sont considérés les mêmes pour $f=954\text{MHz}$.

La loi de répartition est comme l'indique le tableau V.2 :

N° patch		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Coordonnées en mm	X	35	-35	70	-70	105	-105	35	-35	70	-70	105	-105
	Y	3	3	3	3	3	3	43	43	43	43	43	43

Tableau V.2 : Loi de répartition

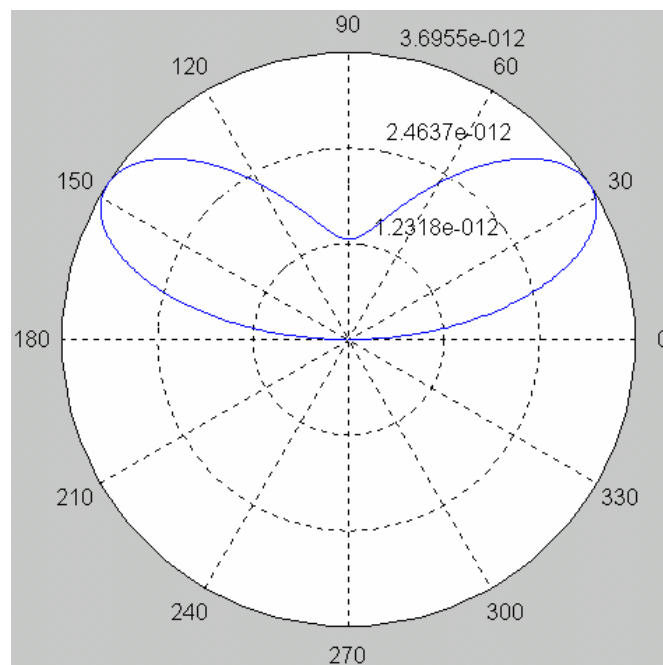


Figure V.19 : Diagramme de rayonnement ($\Phi=0$)

$a = 0.0239 \text{ m}$, $b = 0.015 \text{ m}$, $e = 0.01 \text{ m}$, $t = 0.00158 \text{ m}$, $l = 0.003 \text{ m}$

$f_r = 954 \text{ MHz}$

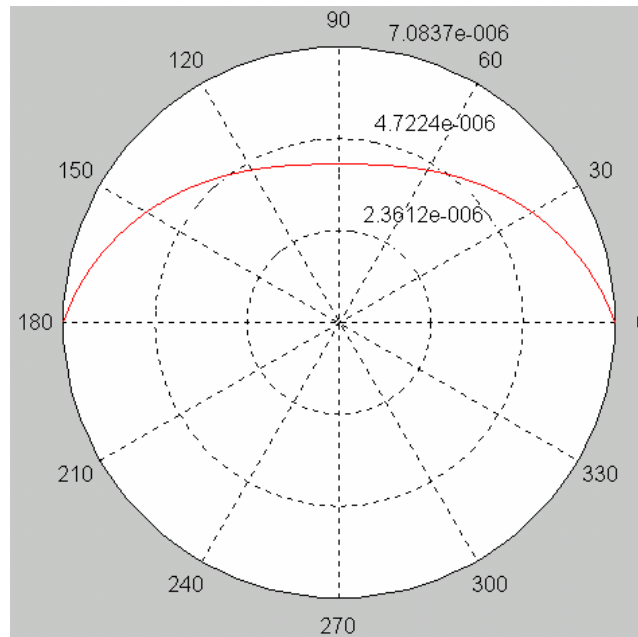


Figure V.20: Diagramme de rayonnement ($\Phi=\pi/2$)

$a = 0.0239 \text{ m}$, $b = 0.015 \text{ m}$, $e = 0.01 \text{ m}$, $t = 0.00158 \text{ m}$, $l = 0.003 \text{ m}$

$f_r = 954 \text{ MHz}$

D'après les deux coupes de diagramme on constate que le choix de répartition des patches intervient dans le comportement du réseau de point de vue directivité et intensité de rayonnement.

II.4.1.2- Répartition 4/3:(symétrique)

Soit le schéma ci-dessous :

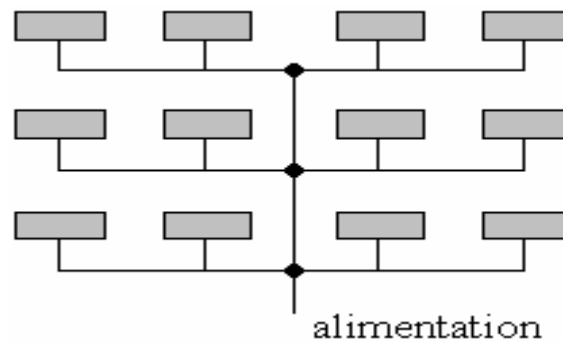
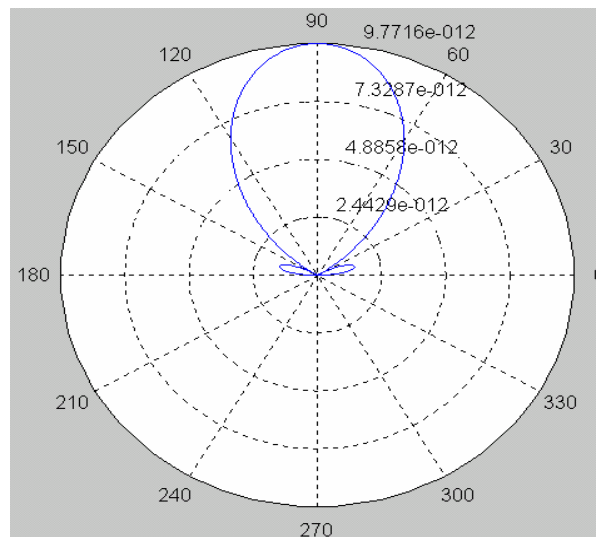


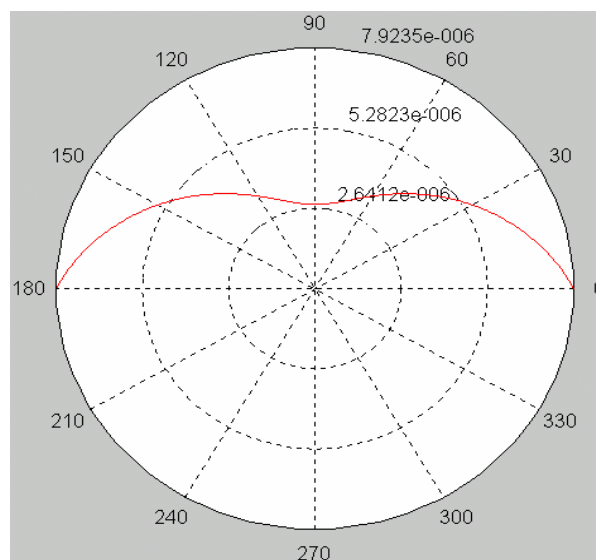
Figure V.21 : Répartition 4/3

Les paramètres d'une antenne élémentaire sont prises les mêmes, la loi de répartition est comme suit :

N° patch		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Coordonnées en mm	X	35	-35	70	-70	35	-35	70	-70	35	-35	70	-70
	Y	3	3	3	3	43	43	43	43	86	86	86	86

Tableau V.3 : Loi de répartition**Figure V.22 : Diagramme de rayonnement ($\Phi=0$)**

$a = 0.0239 \text{ m}$, $b = 0.015 \text{ m}$, $e = 0.01 \text{ m}$, $t = 0.00158 \text{ m}$, $l = 0.003 \text{ m}$
 $f_r = 954 \text{ MHz}$

**Figure V.23 : Diagramme de rayonnement ($\Phi=\pi/2$)**

$a = 0.0239 \text{ m}$, $b = 0.015 \text{ m}$, $e = 0.01 \text{ m}$, $t = 0.00158 \text{ m}$, $l = 0.003 \text{ m}$
 $f_r = 954 \text{ MHz}$

La répartition symétrique apporte une amélioration nette de la directivité, cela est dû au phénomène de l'interférence constructive lorsque les patchs émettent en cohérence .

II.4.2-influence de la variation des longueurs des lignes d'alimentation :

Soit la loi de répartition suivant :

N° patch		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Coordonnées en mm	X	80	-80	160	-160	80	-80	160	-160	80	-80	160	-160
	Y	3	3	3	3	43	43	43	43	86	86	86	86

Tableau V.4 : Loi de répartition

Le diagramme de réseau est constitué par les deux coupes ci-dessous :

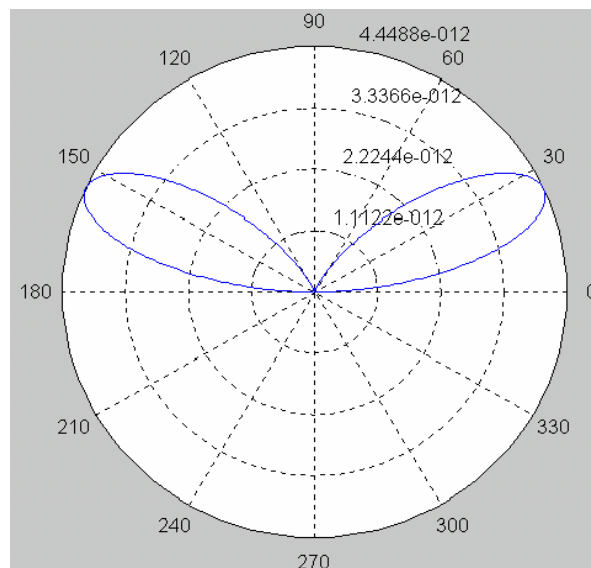


Figure V.24 : Diagramme de rayonnement ($\Phi=0$)

$$a = 0.0239 \text{ m} , b = 0.015 \text{ m} , e = 0.01 \text{ m} , t = 0.00158 \text{ m} , l = 0.003 \text{ m}$$

$$f_r = 954 \text{ MHz}$$

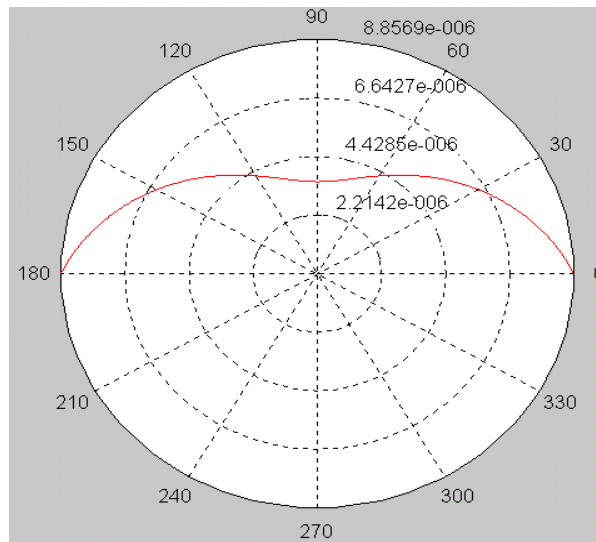


Figure V.25 : Diagramme de rayonnement ($\Phi=\pi/2$)

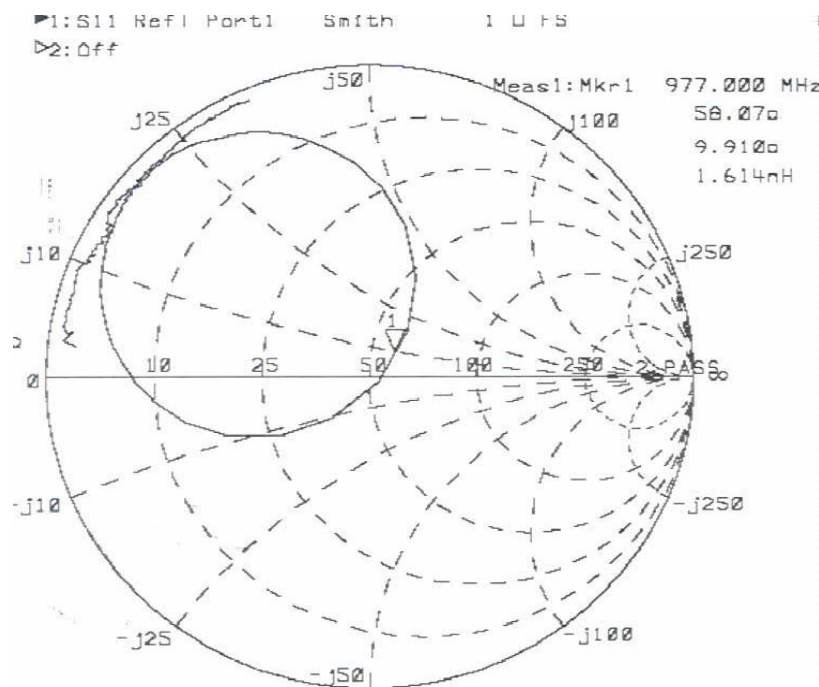
$$a = 0.0239 \text{ m}, b = 0.015 \text{ m}, e = 0.01 \text{ m}, t = 0.00158 \text{ m}, l = 0.003 \text{ m}$$

$$f_r = 954 \text{ MHz}$$

On remarque la déviation des lobes ; ce comportement est utilisée surtout dans les systèmes de balayage qui consiste à faire varier les déphasages entre les sources pour obtenir un maximum de rayonnement dans une direction variable .

CONCLUSION :

La réalisation d'un réseau patch est déterminée à partir du choix de la fréquence (fréquence de résonance), les conditions d'adaptation et la direction du lobe principal.



FigureVI.3 : Diagramme de Smith pour la courbe S_{11} fonction de la fréquence pour une antenne patch circulaire
Mode (1, 0) , $R = 0.045 \text{ m}$, $e = 0.023 \text{ m}$

Le diagramme ci-dessus justifie l'impédance caractéristique voulue.

IV.2-Réseau d'antennes patches rectangulaires :

IV.2.1-Mesure de la fréquence de résonance :

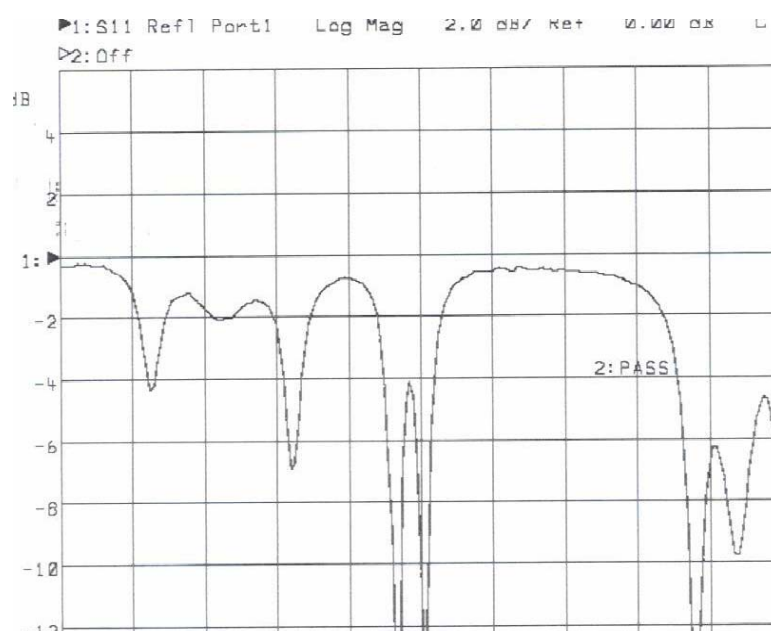


Figure VI.4 : Courbe S_{11} (dB) fonction de fréquence pour un réseau patch rectangulaire

Mode (1, 0), $f_r = 1.4$ GHz

On remarque que la fréquence de résonance $f_r = 1.4$ GHz correspond à un coefficient de réflexion minimal.

IV.2.2-Mesure de l'impédance :

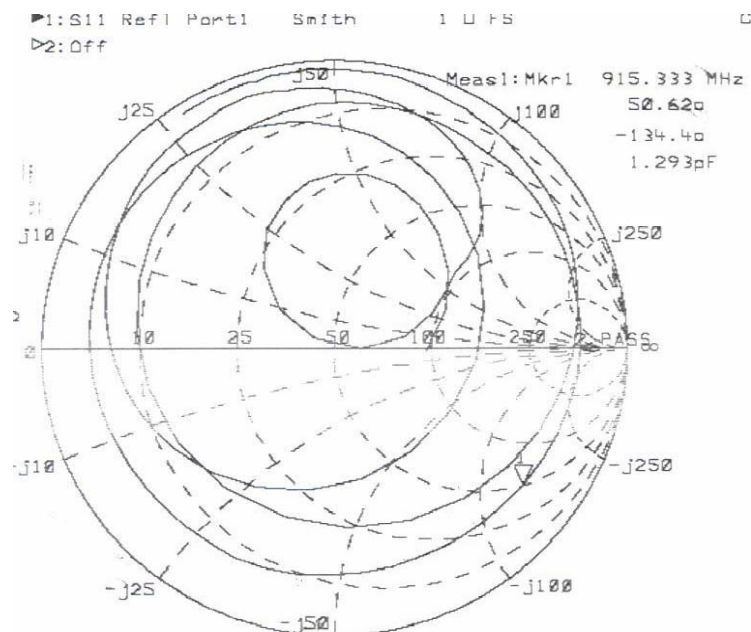


Figure VI.5 : Diagramme de Smith pour la courbe S_{11} fonction de la fréquence pour un réseau patch rectangulaire
Mode (1, 0), $f_r = 1.4$ GHz

La valeur exacte de l'impédance caractéristique est difficile à déterminer à cause du mauvais contact qu'on ne peut pas éviter entre l'antenne et l'analyseur du réseau

CONCLUSION

La différence entre les prévisions théoriques et les mesures trouvées pratiquement est due essentiellement à l'incertitude de dimensionnement des circuits microstrip lors du processus de fabrication.

CONCLUSION

Ce travail est fait dans le cadre du projet de fin d'études qui nous a permis d'approfondir nos connaissances théoriques sur les réseaux d'antennes patchs .

Pour mieux accomplir notre travail, nous avons développé un logiciel de simulation permettant de déterminer les caractéristiques de ce réseau . l'outil utilisé pour manipuler ce logiciel est MATLAB qui nous a aidé à résoudre beaucoup de problèmes.

Les résultats obtenus par la simulation sont utilisés pour effectuer la réalisation pratique en tenant compte des erreurs dues aux imperfections du matériel utilisé et les incertitudes de mesures.

L'extension de ce projet consisterait à l'élaboration d'un algorithme qui permet de gérer automatiquement le diagramme de rayonnement d'un réseau (réseau à balayage).

Pour conclure, nous dirons que ce projet de fin d'étude nous a été bénéfique dans l'amélioration de nos connaissances dans le domaine des circuits microstrip et l'analyse des réseaux.

Nous espérons que ce projet a atteint ses objectifs et que ce rapport contient une idée parfaite sur notre travail .

BIBLIOGRAPHIE

F.GARDIOL, « MICROSTRIP CIRCUITS », John Willey & Sons,
INC.USA 1994.

W.L.STUTZMAN et G.A.THIELE, « Antenna Theory and Design »,
second edition.

L.THOUREL, «LES ANTENNES», Tome II, CEPADUES-EDITIONS,
Toulouse, Septembre 1990.

R.E.COLLIN, « ANTENNAS AND RADIO WAVE PROPAGATION ».International Edition
Singapore 1985

Site Internet : www.gel.ulaval.ca/~telecom/rapports_annuels/94-95.

Site Internet : www.swissatv.ch/académie/design-rectangular_microstrip_patch_antenna.

Site Internet : www.mo.enst-bretagne.fr/~bourreau/anten.html.